



# Un modèle non-thermique de l'émission UV-X des galaxies de Seyfert : théories et contraintes observationnelles

Pierre-Olivier Petrucci

## ► To cite this version:

Pierre-Olivier Petrucci. Un modèle non-thermique de l'émission UV-X des galaxies de Seyfert : théories et contraintes observationnelles. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1998. Français. NNT : . tel-00723762

**HAL Id: tel-00723762**

**<https://theses.hal.science/tel-00723762>**

Submitted on 13 Aug 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE  
PRÉSENTÉE PAR

Pierre-Olivier Petrucci

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR  
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE

---

UN MODÈLE NON-THERMIQUE DE L'ÉMISSION UV-X DES  
GALAXIES DE SEYFERT: THÉORIE ET CONTRAINTES  
OBSERVATIONNELLES

---

DATE DE SOUTENANCE: 15 Octobre 1998

COMPOSITION DU JURY:

M. Jean Marie HAMEURY	Président
Mme Suzy COLLIN	Rapporteur
M. Thierry COURVOISIER	Rapporteur
Mme Laura MARASCHI	Examineur
M. Guy PELLETIER	Directeur de thèse
M. Gilles HENRI	Directeur de thèse

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,  
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53, F-38 041 Grenoble CEDEX 9

THÈSE  
PRÉSENTÉE PAR

**Pierre-Olivier Petrucci**

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR  
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE

---

UN MODÈLE NON-THERMIQUE DE L'ÉMISSION UV-X DES  
GALAXIES DE SEYFERT: THÉORIE ET CONTRAINTES  
OBSERVATIONNELLES

---

DATE DE SOUTENANCE: 15 Octobre 1998

COMPOSITION DU JURY:

M. Jean Marie HAMEURY	Président
Mme Suzy COLLIN	Rapporteur
M. Thierry COURVOISIER	Rapporteur
Mme Laura MARASCHI	Examineur
M. Guy PELLETIER	Directeur de thèse
M. Gilles HENRI	Directeur de thèse

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,  
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53, F-38 041 Grenoble CEDEX 9

# Remerciements

Mes premiers remerciements vont à mes directeurs de thèse, Gilles HENRI et Guy PELLETIER, sans qui je n'aurais jamais pu réaliser ce travail. Merci à vous, à votre gaieté de tout instant, votre amitié, votre richesse de coeur. J'ai eu un très grand plaisir à travailler avec vous. Merci pour tout ça et tout le reste...

Merci également aux membres de mon jury, à Jean-Marie HAMEURY pour m'avoir fait l'honneur de le présider, à Suzy COLLIN et Thierry COURVOISIER pour avoir accepté d'être mes rapporteurs et me faire part de remarques constructives. Je remercie également très sincèrement Laura MARASCHI d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Cette thèse a également fait l'objet de diverses collaborations: je tiens à remercier vivement Alain CHELLI sans qui il m'aurait été difficile d'observer. Merci aux astronomes mexicains, Irène CRUZ-GONZALES, Luis SALAS, Raoul MUJICA, pour les nuits d'observations sous le ciel du Mexique. Un IMMENSE merci à Elisabeth JOURDAIN et Julien MALZAC du CESR, pour leur aide, leurs conseils, et les innombrables soirées et restaurants aux quatre coins du monde.

Bien sûr, un grand merci à tous les membres du Laboratoire d'Astrophysique pour la superbe ambiance qu'ils savent y faire régner. Merci à Mesdames et Mesdemoiselles les secrétaires (Fanfan, Cécile, Stéphanie et Hélène) pour leurs sourires et aides multiples, merci à Ginette pour sa bonne humeur, ses coups de gueule et sa patience lors de mes innombrables SOS informatiques.

Pleins de poutounes et de claques amicales à mes potes de bureaux, Patrice CORPORON et Jean-Phillipe BERGER pour les éclats de rires, les bastons (où c'est moi qu'étais le plus fort), les T-shirts et chaussettes sales, et toutes ces choses qui nous ont tant rapprochés pendant ces 3 ans.

Merci aussi à tous les thésards du labo., Fred P., Evy, Stephan, Stéphanie, Claudia, Denis, Fred G., Nico, Emmanuel, Alex, Seb, Gasp, Hervé, Xavier, Lionel, pour les rires partagés et les matchs de foot délirants. Merci à ceux qui m'ont accompagné aux Houches, pour les ballades en raquettes, les descentes en luge, les journées de ski, et les bastons humides (le



*théatreux et son livre, la galette bretonne, le pseudo journaliste scientifique et l'allemand savent de quoi je veux parler).*

*Merci enfin à ma famille et mes parents sans qui rien de tout cela ne serait arrivé. Merci à toi Myriam pour ta tendresse et tous ses moments partagés aux coeur des montagnes iséroises.*

*À mes parents,  
et à toi Myriam.*

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>1</b>
<b>Summary</b>	<b>3</b>
<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>I Vous avez dit “Galaxies de Seyfert” ?</b>	<b>7</b>
<b>1 Caractéristiques observationnelles et modèles d’unification</b>	<b>9</b>
1.1 Des galaxies spectroscopiquement différentes, . . . . .	9
1.2 Plutôt spirales, . . . . .	11
1.3 Les tentatives d’unification Seyfert 1/ Seyfert 2 . . . . .	13
1.4 Conclusion . . . . .	15
<b>2 Continuum Optique-UV et les modèles de réillumination</b>	<b>17</b>
2.1 Le “Big Blue Bump” . . . . .	17
2.2 Pour ou contre un disque d’accrétion . . . . .	19
2.3 Les modèles d’illumination . . . . .	21
2.4 Conclusion . . . . .	22
<b>3 Émission X et <math>\gamma</math>: thermique ou non thermique?</b>	<b>23</b>
3.1 Entre 2 et 50 keV . . . . .	23
3.2 La raie du Fer . . . . .	25
3.3 L’excès X mou . . . . .	27
3.4 L’absorbant chaud . . . . .	29
3.5 L’ émission X durs- $\gamma$ . . . . .	32
3.6 Variabilités multi-longueurs d’onde . . . . .	33
3.7 Les galaxies de Seyfert 1 à raies étroites . . . . .	36
3.8 Conclusion . . . . .	38

<b>4 Les modèles en compétition</b>	<b>39</b>
4.1 Les modèles non-thermiques . . . . .	39
4.1.1 La création de paires . . . . .	41
4.1.2 Les problèmes . . . . .	42
4.2 Les modèles thermiques . . . . .	42
4.2.1 Le modèle de couronne . . . . .	42
4.2.2 Le modèle libre-libre . . . . .	44
4.2.3 Les problèmes . . . . .	45
4.3 Conclusion . . . . .	46
<b>5 Émission Radio et Infrarouge</b>	<b>47</b>
5.1 Une émission Radio pas si faible que ça . . . . .	47
5.2 Une émission Infrarouge d'origine plutôt thermique . . . . .	49
5.3 Conclusion . . . . .	54
<b>II Et si on parlait modèles!</b>	<b>55</b>
<b>1 Le modèle de réillumination anisotrope</b>	<b>57</b>
1.1 Le processus Compton Inverse Anisotrope . . . . .	59
1.1.1 Cas d'une seule particule . . . . .	59
1.1.2 Cas d'une distribution de particules . . . . .	63
1.2 Le modèle de réillumination anisotrope . . . . .	65
1.2.1 En métrique newtonnienne . . . . .	67
1.2.2 En métrique de Kerr . . . . .	73
1.3 Conclusion . . . . .	77
<b>2 Publication: "Anisotropic illumination of Seyfert galaxies. I"</b>	<b>79</b>
<b>3 Publication: "Anisotropic illumination of Seyfert galaxies. II"</b>	<b>93</b>
<b>4 Comparaison aux observations</b>	<b>105</b>
4.1 La composante en réflexion . . . . .	106
4.2 Comparaison aux observations . . . . .	108
4.2.1 Ajustement des données de NGC 4151, IC4329a et MCG 8-11-11 . . .	109
4.2.2 Ajustement des données pour NGC 5548 . . . . .	111
4.3 Discussion . . . . .	112
4.3.1 Une solution possible: l'ionisation du disque. Étude qualitative. . . .	113
4.4 Conclusion . . . . .	114
<b>5 Publication: "Anisotropic illumination of Seyfert galaxies. III"</b>	<b>115</b>

<b>6</b>	<b>Formation d'une source non-thermique</b>	<b>125</b>
6.1	Accélération par collision . . . . .	126
6.2	Application à un plasma magnétisé . . . . .	127
6.2.1	Seuil d'accélération . . . . .	127
6.2.2	Processus de Fermi du premier ordre . . . . .	128
6.2.3	Prise en compte du processus de Fermi du second ordre . . . . .	133
6.2.4	Pertes radiatives à l'extérieur de la source et raidissement du spectre . . . . .	137
6.2.5	En résumé . . . . .	138
6.3	Effet de la création de paires sur la formation du choc . . . . .	139
6.3.1	Présentation du problème . . . . .	139
6.3.2	Équation d'évolution de la pression de particules relativiste . . . . .	140
6.3.3	Modification du profil en vitesse du choc . . . . .	140
6.3.4	En conclusion . . . . .	142
6.4	Application aux galaxies de Seyfert . . . . .	144
6.4.1	Densité du jet et champ magnétique . . . . .	144
6.4.2	Indice spectral . . . . .	146
6.4.3	Coupure haute énergie . . . . .	147
6.4.4	Création de paires et raie d'annihilation . . . . .	148
6.5	Conclusion générale . . . . .	151
<b>III</b>	<b>Un peu d'observation</b>	<b>153</b>
<b>1</b>	<b>A la recherche de microvariabilités optiques</b>	<b>155</b>
1.1	Tour d'horizon observationnel et théorique . . . . .	155
1.2	Observations et Traitement de données . . . . .	157
1.2.1	L'échantillon . . . . .	157
1.2.2	Traitement des données . . . . .	158
1.3	Résultats et Discussion . . . . .	162
1.3.1	Aucune variabilité détectée . . . . .	162
1.3.2	Contraintes géométriques . . . . .	164
1.4	Conclusion . . . . .	167
<b>2</b>	<b>Publication: "Search for optical microvariability in Seyfert"</b>	<b>169</b>

<b>Conclusion</b>	<b>189</b>
<b>Références Bibliographiques</b>	<b>191</b>
<b>Annexes</b>	<b>209</b>
<b>A Caractéristiques des principales missions hautes energies</b>	<b>211</b>
<b>B Le processus Compton Inverse</b>	<b>213</b>
B.1 Cas d'un plasma ultrarelativiste optiquement mince à la diffusion . . . . .	213
B.1.1 Cas d'un seul électron . . . . .	213
B.1.2 Cas d'une distribution d'électrons . . . . .	216
B.2 Cas d'un plasma thermique relativiste optiquement mince à la diffusion . . .	216
B.3 Cas d'un plasma thermique non relativiste . . . . .	217
<b>C L'équation de Fokker-Planck</b>	<b>219</b>
C.1 Formulation générale . . . . .	219
C.2 Faible anisotropie et mouvement d'ensemble . . . . .	221
<b>D Chocs hydrodynamiques, adiabatiques</b>	<b>223</b>
D.1 Les équations de Rankine-Hugoniot . . . . .	223
D.2 Le rapport de compression . . . . .	224

# Table des illustrations

<b>Partie I</b>	<b>5</b>
1.1 Spectres typiques de galaxies de Seyfert 1 et 2 . . . . .	10
1.2 Morphologie des galaxies de Seyfert 1 et 2 . . . . .	12
1.3 Spectres de NGC 4151 à 10 ans d'intervalle . . . . .	13
1.4 Cône d'ionisation . . . . .	14
2.1 Spectre Optique-UV de NGC 5548 . . . . .	18
2.2 Variations UV à longues et courtes échelles de temps des galaxies Fairall 9 et NGC 4151 . . . . .	19
2.3 Variations simultanées Optique/UV du spectre de la galaxie de Seyfert NGC 5548 . . . . .	21
2.4 Distribution des rapports $L_{UV}/L_X$ . . . . .	22
3.1 Distribution de l'indice spectral en photon sur un échantillon de galaxies de Seyfert . . . . .	24
3.2 Spectre moyen de 12 galaxies actives observées par Ginga . . . . .	24
3.3 Raie de fluorescence du Fer observée dans la galaxie MCG 6-30-15 . . . . .	26
3.4 Excès X mou observé dans la galaxie NGC 5548 . . . . .	27
3.5 Corrélation entre l'émission UV et l'indice spectral X mou . . . . .	27
3.6 Composante X mou étendue détectée dans NGC 2110 . . . . .	28
3.7 Seuils en absorption de OVII et OVIII . . . . .	29
3.8 Variation des profondeurs optiques $\tau_{OVII}$ , $\tau_{OVIII}$ et de la luminosité dans la galaxie MCG-6-30-15 . . . . .	30
3.9 Raies en absorption observées dans le spectre du quasar 3C351 . . . . .	31
3.10 Émission $\gamma$ des galaxies de Seyfert . . . . .	32
3.11 Courbes de lumières et délais relatifs dans NGC 4151 et NGC 7469 . . . . .	34
3.12 Corrélation Optique-UV et X . . . . .	35
3.13 Courbes de lumière du continuum X et UV de la galaxie NGC 7469 . . . . .	35
3.14 Distribution de l'indice spectral X mou et X dur des NLS1 . . . . .	36
3.15 Courbe de lumière de la NLS1 IRAS 13224-3809 . . . . .	37
4.1 Ajustement du spectre de NGC 4151 par le modèle de paires non-thermique . . . . .	42

4.2	Modèle de couronne . . . . .	43
4.3	Ajustement du spectre du quasar PG 1211+143 de l'Infrarouge lointain à l'X mou . . . . .	44
4.4	Modèle d'accrétion sphérique . . . . .	45
5.1	Structure Radio linéaire de Mrk 6 . . . . .	48
5.2	Corrélation spatiale jet/NLR dans Mrk 3 . . . . .	49
5.3	Spectres Radio-Infrarouge de 2 galaxies de Seyfert . . . . .	51
5.4	Distributions des indices spectraux du spectre Infrarouge . . . . .	52
5.5	Émission bimodale de poussières . . . . .	53
<b>Partie II</b>		<b>54</b>
1.1	Schéma possible d'un coeur de galaxie de Seyfert . . . . .	58
1.2	Effets de cinématique relativiste . . . . .	62
1.3	Schéma global du modèle de réillumination . . . . .	66
1.4	Attention aux notations . . . . .	67
1.5	Profil radial en température du disque et spectres synthétiques pour différents angles d'inclinaison . . . . .	68
1.6	Histogramme des rapports $L_{UV}/L_X$ apparents . . . . .	71
1.7	Tracé des iso-valeurs du rapport $R/Z_0$ en fonction de $s$ et $\gamma_0$ . . . . .	73
1.9	Variation des paramètres $\eta$ et $\chi$ en fonction de $Z_0$ . . . . .	75
1.8	Disque d'accrétion autour d'un trou noir de Kerr . . . . .	75
1.10	Émission de la source chaude et profil en température du disque . . . . .	76
1.11	Spectres et rapport $L_{UV}/L_X$ pour différentes valeurs de $Z_0$ . . . . .	77
4.1	Spectre en réflexion pour différents angles d'inclinaison . . . . .	107
4.2	Coefficient en réflexion prédit par le modèle d'illumination . . . . .	108
4.3	Ajustement du spectre haute énergie de 3 galaxies de Seyfert 1 . . . . .	110
4.4	Ajustement du spectre UV/X/ $\gamma$ de NGC 5548 . . . . .	111
4.5	Composante en réflexion sur un disque ionisé . . . . .	114
6.1	Schéma simpliste d'un choc unidimensionnel . . . . .	129
6.2	Variations des longueurs de diffusion et de refroidissement en fonction du facteur de Lorentz . . . . .	130
6.3	Processus de Fermi du premier ordre et refroidissement radiatif . . . . .	134
6.4	Raidissement du spectre par pertes radiatives . . . . .	137
6.5	Profil en vitesse du choc pour différentes valeurs du flux d'énergie de paires . . . . .	143
6.6	Distribution de l'indice spectral en fonction du rapport de compression . . . . .	146
1.1	Observation simultanée optique-X de la galaxie de Seyfert NGC 4051 . . . . .	157
1.2	Ajustement du fond de ciel . . . . .	159



---

1.3	Comparaison de notre méthode de traitement avec la méthode du $\chi^2$ . . . . .	161
1.4	Limites sur $R$ et $Z$ pour la galaxie Mrk359 . . . . .	166
 <b>Annexes</b>		<b>207</b>
B.1	Diffusion d'un photon sur un électron . . . . .	214

# Résumé

L'observation, dans le spectre des galaxies de Seyfert, d'une coupure exponentielle aux alentours de quelques centaines de keV et la non-détection d'une forte raie d'annihilation semblent favoriser les modèles thermiques. Néanmoins, je montre, à travers cette étude, qu'un modèle non-thermique peut aussi être à l'origine de l'émission haute énergie de ces objets.

Ce modèle suppose la présence d'une source de particules relativistes placée à quelques rayons de Schwarzschild au-dessus d'un disque d'accrétion. Cette source aurait pour origine le choc terminal d'un jet avorté. Le rayonnement X qu'elle libère est produit par diffusion Compton Inverse des photons UV émis par le disque sur les particules relativistes. Inversement, les photons UV proviennent du rayonnement thermique du disque chauffé par la source X. La géométrie de ce modèle impose une forte anisotropie du rayonnement UV perçu par la source X et donne, en retour, une émission Compton Inverse fortement anisotrope. L'équilibre radiatif entre la source et le disque permet de remonter aux principales caractéristiques de ce système. L'ajout de composantes en réflexion permet, ensuite, d'ajuster le spectre de différents objets. La forte anisotropie de l'émission X nécessite alors des angles d'inclinaison bien supérieurs au cas d'une illumination isotrope standard. Finalement, l'étude cinétique du choc donnant naissance à la source X, et prenant en compte les processus de Fermi du premier et du second ordre ainsi que les pertes radiatives, permet de définir plus précisément la source de haute énergie.

Ces différents travaux théoriques sont complétés par l'observation optique d'une vingtaine de galaxies de Seyfert, à la recherche de microvariabilités. Les limites supérieures obtenues donnent, dans le cadre de ce modèle non-thermique, de nouvelles contraintes sur les différents paramètres caractérisant la région centrale de ces objets.

# Summary

Whereas the observations of a high energy cut-off around one hundred keV and the non detection of any annihilation lines in the spectra of Seyfert galaxies seem to favor thermal models, this work shows that non-thermal emission can also be an explanation of these phenomena.

We develop a self-consistent non-thermal model of Seyfert galaxies continuum emission from UV to X ray. A high energy source, at rest at a given height above an accretion disk, is assumed to contain a non-thermal plasma scattering by Inverse Compton (IC) process the soft photons emitted as thermal radiation by the disk. The disk itself radiates only by reprocessing of the high energy radiation. This hot source is supposed to be the terminal shock of an aborted jet coming from the disk. Such a geometry is highly anisotropic which has a strong influence on IC process. The main characteristics of this model are deduced from the radiative balance between the disk and the hot source. Reflected components are included in order to fits observationnal data of different objects. Due to the anisotropy of the illumination, these components appear to be much more important than in standard isotropic illumination models, which leads to different conclusions for the inclination angles. Finally, we obtain a detailed study of the shock giving birth to the hot source, taking into account first and second order processes and radiative losses.

These theoretical works are completed by the optical observations of a large sample of Seyfert galaxies in order to detect microvariabilities. We only obtain upper limits which constrain, in the scope of this non-thermal model, physical and geometrical parameters of the central regions of these Active Nuclei.

# Introduction

Les Noyaux Actifs de Galaxies (NAG) font partie des objets les plus puissants de l'Univers. Ils peuvent libérer des énergies considérables (de l'ordre de celles d'une galaxie normale en 1 seconde) dans une région de la taille de notre système solaire et en des temps très courts. Leurs émissions recouvrent tout le spectre électromagnétique et peuvent également varier de plusieurs ordres de grandeurs en quelques jours. Quels sont les processus physiques à l'origine de ces phénomènes? La réponse est d'autant plus difficile que ces objets peuvent avoir des caractéristiques assez différentes: présence ou non de jets de matières, émission plus ou moins importante à différentes longueurs d'onde, raies plus ou moins larges etc... Une première étape consiste donc à les classer en différentes sous-familles: les Quasars, les BL Lacs, les Blazars, les Seyferts,..., la seconde à les modéliser pour mieux les comprendre. Mon travail de thèse fait partie de cette seconde étape et je me suis principalement intéressé à la modélisation de l'émission haute énergie des galaxies de Seyfert. Le lancement de satellites UV, X et  $\gamma$  a révolutionné notre connaissance de ces objets mais on est encore loin de tout comprendre. Différents faits observationnels peuvent cependant servir de fil directeur et j'essaie de les faire apparaître, peu à peu, au cours de la première partie dite de "généralités" de cette thèse. Je présente, en seconde partie, les différents travaux théoriques qui m'ont permis d'élaborer un modèle de l'émission UV-X des galaxies de Seyfert. L'idée de départ est assez simple et est développée au chapitre II-1: on suppose une source de particules relativistes situées à quelques dizaines de rayons de Schwarzschild au-dessus d'un disque d'accrétion. Sous quelques hypothèses simplificatrices, l'équilibre radiatif entre la source et ce disque permet de remonter aux principales caractéristiques de ce système. Au chapitre suivant, nous comparons ce modèle aux observations existantes et cela nous a mené à revoir certaines des hypothèses du modèle de départ. Enfin, un dernier travail théorique a consisté à étudier de manière plus précise la formation de la source de particules ultrarelativistes dont j'ai précédemment parlé. Ce sujet est développé au chapitre II.6. J'ai eu également la chance de pouvoir compléter ces différents travaux par des observations. Les résultats m'ont permis de contraindre plus précisément les paramètres physiques contrôlant les processus au coeur de ces objets (intensité du champ magnétique, taille du plasma relativiste etc..) et je les détaille au cours du chapitre III.1. Je conclus ensuite par un résumé des principaux résultats et je rappelle les diverses questions qui ont émergé lors de cette analyse.

Première partie

**Vous avez dit “Galaxies de  
Seyfert” ?**

# Chapitre 1

## Caractéristiques observationnelles et modèles d'unification

### Sommaire

1.1	Des galaxies spectroscopiquement différentes, . . . . .	9
1.2	Plutôt spirales, . . . . .	11
1.3	Les tentatives d'unification Seyfert 1/ Seyfert 2 . . . . .	13
1.4	Conclusion . . . . .	15

### 1.1 Des galaxies spectroscopiquement différentes,

Les galaxies de Seyfert appartiennent à la classe des Noyaux Actifs de Galaxies (NAGs), dont font également partie les Radio galaxies, les quasars et les BL Lac. Cette définition n'aide pas le lecteur profane pour qui le terme de NAGs n'est pas très explicite? En fait, la caractérisation la plus simple d'une galaxie de Seyfert serait la suivante: "une galaxie ordinaire, spirale ou elliptique, possédant un coeur très brillant et non résolu" (Weedman 1977). C'est bien sûr une définition simpliste car qu'entend-on par "très brillant" (tout est relatif, on le sait bien)? Quant à la résolution, celle-ci dépend bien évidemment de l'instrument utilisé pour les observations. Par ailleurs, nous verrons que les galaxies de Seyfert sont plutôt des galaxies spirales, sans que l'on puisse actuellement l'expliquer et que, point important, elles se différencient des autres galaxies dites "actives" par leur relativement faible émission Radio<sup>1</sup>. Quoi qu'il en soit, c'est une définition qui a le mérite d'être simple, compréhensible par tous et qui souligne les 2 caractéristiques essentielles d'une galaxie de Seyfert: un coeur (ou noyau) actif (on y suppose généralement la présence d'un trou noir supermassif de plusieurs millions de masses solaires) et une composante diffuse due à la galaxie hôte. Pour être plus précis, les 6 galaxies observées en 1943 par Seyfert avaient la particularité de posséder des

1. On peut souligner ici le fait que certains objets possèdent à la fois les caractéristiques des Seyferts et sont également de fort émetteur Radio, l'exemple le plus connu étant 3C 273. Ce type d'objets semble par contre plutôt appartenir aux galaxies elliptiques

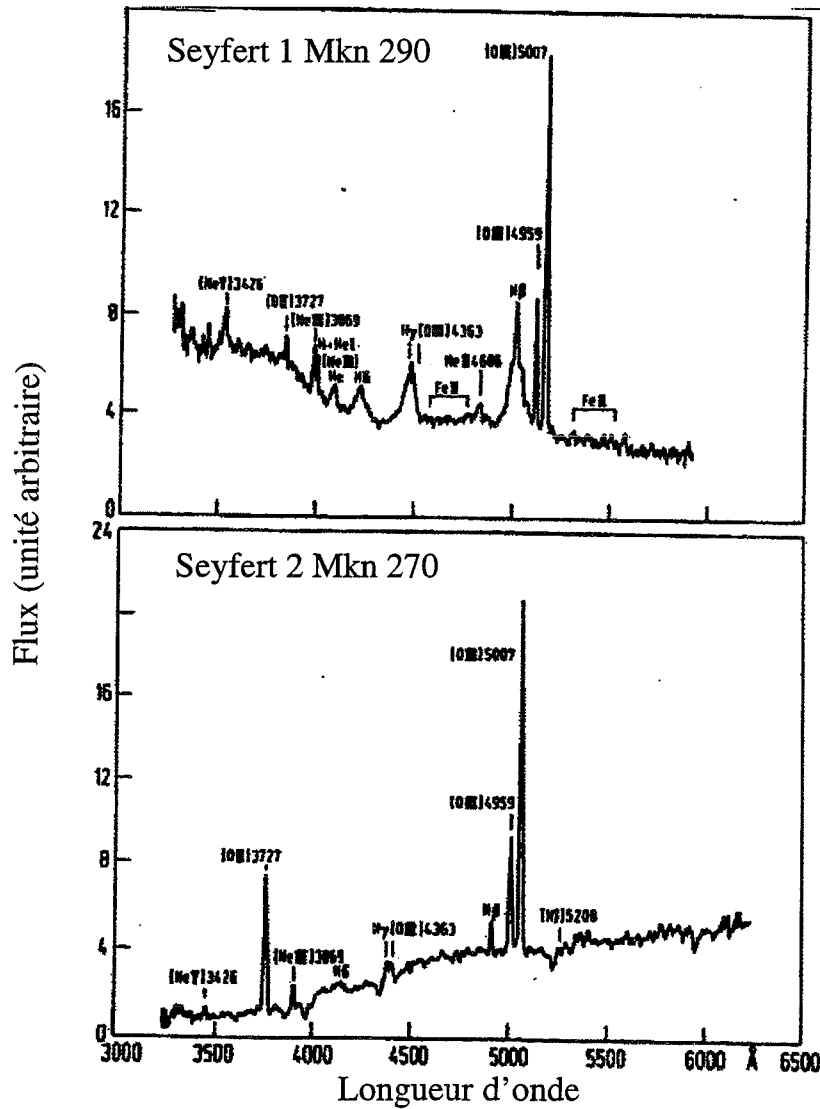


FIG. 1.1: Spectres typiques de galaxies de Seyfert 1 et 2. Le spectre de Mkn 290 possède des raies larges et étroites alors que celui de Mkn 270 n'est formé que de raies étroites.

raies intenses en émission, fortement ionisées et inhabituellement larges (Seyfert 1943). C'est ainsi que l'on caractérise encore de nos jours cette famille de Noyaux Actifs. Ce n'est cependant pas leur seul trait spécifique puisque, comme nous le verrons plus tard, leur émission continue est également très particulière. Cette définition spectroscopique a permis, à partir des largeurs relatives des raies d'émission, de classer ces galaxies en 2 sous groupes (Weedman 1970; Khachikian & Weedman 1971; Weedman 1973; Khachikian & Weedman 1974). Les galaxies de Seyfert de type 1 (Sy 1), possèdent des raies permises larges, de largeur à mi-hauteur (FWHM)  $\simeq 10000$  km/s (c'est le cas des raies de l'Hydrogène, comme la raie Ly $\alpha$  en UV ou les raies de Balmer et du FeII en Optique), ainsi que des raies interdites étroites de FWHM  $\simeq 500$  km/s (comme les raies optiques [OII] et [OIII]). Les galaxies de Seyfert de type

2 (Sy 2) ne présentent, elles, que des raies étroites permises ou interdites (j'ai reporté sur la figure 1.1 le spectre typique de chacune de ces 2 classes d'objets). Les profils de ces raies sont quelquefois irréguliers, indication d'un élargissement par effet Doppler. Il est alors possible de traduire la largeur des raies en vitesse de déplacement du milieu émetteur. Les raies larges seraient émises dans une région proche du coeur de la galaxie, appelée BLR (pour Broad Line Region). Celle-ci serait formée de nuages de gaz denses (entre  $10^8$  et  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ), se déplaçant très rapidement ( $\simeq 10000 \text{ km/s}$ ) du fait de l'attraction gravitationnelle de l'objet central ou de la pression radiative du milieu environnant. Ces vitesses très élevées seraient à l'origine de la largeur importante des raies. On peut estimer la taille approximative de la BLR à partir de la variabilité des raies larges et des différents temps de réponse à une variation du continuum, soit entre 10 et 100 jours lumière voire moins (i.e. quelques centièmes à quelques dixièmes de parsecs (pc)). Inversement la NLR (pour Narrow Line Region), région d'émission des raies étroites, se situerait beaucoup plus loin de l'objet central et serait formée de nuages beaucoup moins denses (entre  $10^3$  et  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ). La non-variabilité de ces raies étroites fait que l'on estime la taille de la NLR à plusieurs parsecs voire kilo-parsecs pour les NLR étendues.

## 1.2 Plutôt spirales,

On s'est rapidement rendu compte que les galaxies de Seyfert étaient majoritairement des galaxies spirales (Adams 1977) et qu'elles représentaient à peu près 1% du nombre total de spirales connues (De Vaucouleurs & De Vaucouleurs 1968; Huchra & Sargent 1973). Elles se différencient ainsi de leurs "Noyaux Actives" cousines que sont les Radio galaxies, et qui sont, elles, généralement associées à des galaxies elliptiques (Matthews *et al.* 1964; Malkan 1984a; Hutchings *et al.* 1989). De récents travaux, obtenus à l'aide de la caméra planétaire du Télescope spatial Hubble, ont notamment permis d'obtenir une étude statistique de la morphologie de 205 des plus proches ( $z \leq 0.035$ ) galaxies de Seyfert (Malkan *et al.* 1998). Comme le montre la figure 1.2, les Sy 1 appartiendraient plutôt à des galaxies de type Sa alors que les Sy 2 se partageraient de manière équivalente entre les types Sa, Sb et Sc. Les Sy 1 seraient donc formées avec proportionnellement plus de vieilles étoiles et moins de gaz et de régions de formation d'étoiles que les Sy 2. Il est ainsi possible, à la vue de ces résultats, que les Sy 2 soient des Seyfert "jeunes", évoluant en Sy 1 lorsque, après une période de forte formation d'étoiles, les poussières et les gaz qui obscurcissaient les régions centrales laissent enfin apercevoir la BLR. Il est cependant difficile d'expliquer, dans ce contexte, que certaines Seyfert passent, en quelques mois ou quelques années, du "statut" de Sy 1 à celui de Sy 2 et réciproquement comme le montre la figure 1.3 (Penston & Perez 1984; Alloin *et al.* 1985; Cohen *et al.* 1986). Seraient-ce des objets d'âge intermédiaire entre Sy 1 et Sy 2, possédant encore des nuages denses de gaz cachant de temps en temps les régions centrales? Est-ce la signature de cycles d'activités irréguliers entre un état haut correspondant aux Sy 1 et un état bas correspondant aux Sy 2 (Penston & Perez 1984)? Le mystère persiste.



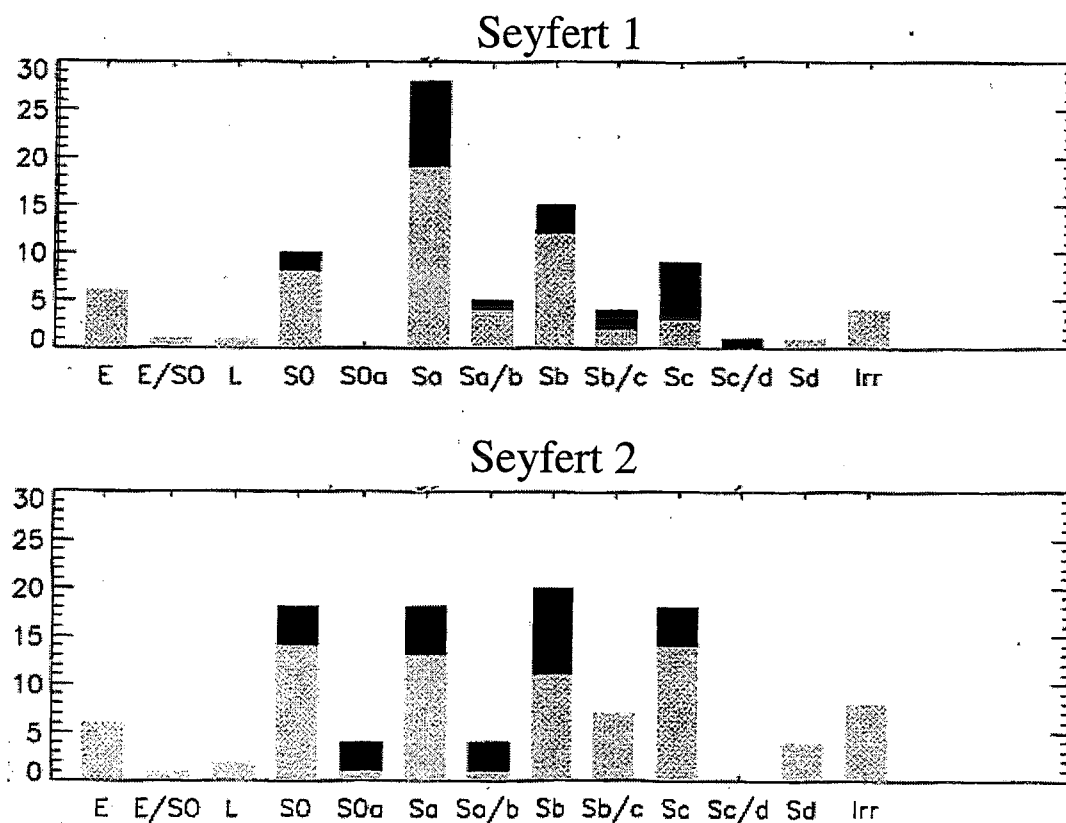


FIG. 1.2: Morphologie des galaxies de Seyfert 1 et 2. les Seyfert 1 appartiennent plutôt à des galaxies de type Sa alors que les Seyfert 2 se partagent de manière équivalente entre les types Sa, Sb et Sc. Les parties en noires représentent la proportion de galaxies barrées dans chaque classe (Malkan et al. 1998).

Quoiqu'il en soit, on ne comprend pas très bien pourquoi les NAGs faibles émetteurs Radio, comme les galaxies de Seyfert, se retrouvent principalement dans les galaxies spirales alors que les forts émetteurs Radio sont plutôt observés dans les elliptiques<sup>1</sup>. Les NAGs forts émetteurs Radio semblent également subir de plus importants effets de marées dues à la présence de galaxies compagnons. Elles pourraient aussi être le résultat du fusionnement de 2 galaxies. En contraste, les galaxies de Seyfert seraient plutôt des galaxies isolées (Malkan *et al.* 1998). Wilson & Colbert (1995) ont alors proposé que le paramètre fondamental à prendre en compte soit le moment angulaire du trou noir central. La fusion de 2 galaxies formerait préférentiellement une galaxie avec un trou noir central en rotation rapide correspondant plutôt à une galaxie elliptique de forte émission Radio. Une galaxie spirale isolée posséderait par contre un trou noir pratiquement statique susceptible de donner plus particulièrement naissance à une galaxie de Seyfert. On verra cependant que, pour expliquer le profil de la raie

1. Cette dichotomie n'est pas aussi nette que cela mais elle est généralement assez bien vérifiée



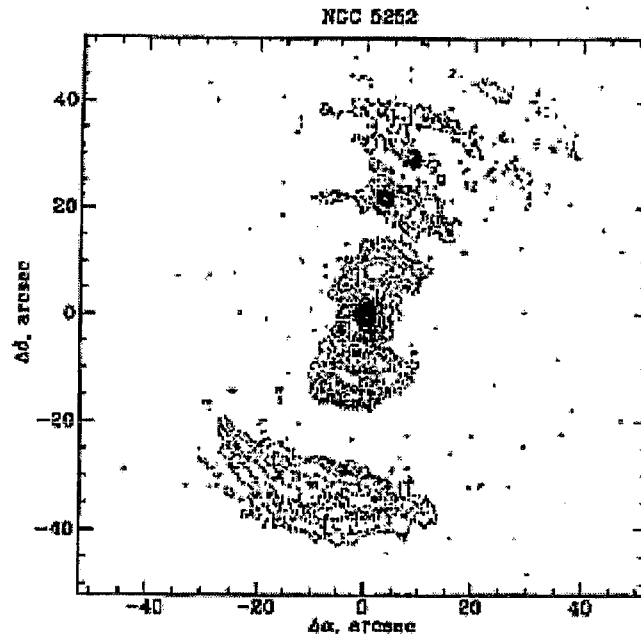


FIG. 1.4: Cône d'ionisation observé dans la galaxie NGC 5252. Les contours Radio sont tracés en continu et les contours de la raie [OIII] à  $\lambda 5007$  en pointillés (Wilson & Tsvetanov 1994).

modèle d'unification est même plus précis puisqu'il propose que la poussière soit répartie sous forme de tore, entourant l'objet central (Antonucci 1982; Lawrence 1987; Antonucci 1993). La différence entre Sy 1 et 2 s'expliquerait alors simplement par un angle d'inclinaison différent entre l'axe du tore et la ligne de visée de l'observateur: pour de faibles angles d'inclinaison, on observerait directement les régions centrales (et donc la BLR) et on détecterait donc des raies d'émission larges; pour de grands angles d'inclinaison, la ligne de visée rencontrerait le tore de poussière et la BLR serait alors invisible à nos yeux (en lumière non polarisée). Cette géométrie toroïdale est également en accord avec l'observation de "cônes d'ionisation" pour certaines galaxies de Seyfert. Pour des longueurs d'ondes typiques de raies interdites (par exemple [OIII] à  $5007 \text{ \AA}$ ), la NLR se présente parfois sous la forme d'un cône dont l'apex semble coïncider avec le coeur central galactique (voir figure 1.4; Wilson & Tsvetanov 1994). Ce dernier ioniserait les nuages peu denses de la NLR à travers les régions polaires du tore de poussière, qui jouerait alors un rôle de collimateur. Il est quand même important de souligner que, tout comme l'observation de raies larges en lumière polarisée, l'observation de cônes d'ionisation n'est pas un résultat "universel" et ne s'applique pas à toutes les galaxies de Seyfert (Pogge 1989). Même si le modèle d'unification a de nombreux attraits, il est à utiliser avec précaution et si il convient bien pour certains objets, il faut avant tout comprendre pourquoi il ne convient pas à beaucoup d'autres. Par exemple, comment expliquer à nouveau, dans le cadre de ce modèle unifié, le fait que certaines Seyferts passent, en quelques mois, de l'une à l'autre de ces 2 classes? La morphologie, significativement différente, entre les galaxies hôtes

des Sy 1 et Sy 2 semble, de plus, plutôt suggérer une différence intrinsèque entre ces 2 types d'objets. Enfin, nous le verrons par la suite (cf. I-5), le spectre des Sy 2 est, en moyenne, plus pentu en Infrarouge proche et moyen que celui des Sy 1, signature d'un spectre thermique et donc d'une présence plus importante de poussières, indépendamment de l'angle d'inclinaison du NAG sur la ligne de visée.

## 1.4 Conclusion

Les galaxies de Seyfert semblent donc plus particulièrement appartenir à la famille des galaxies spirales. Leur étude spectrale montre l'existence de 2 types de Seyferts: les Seyferts à raies larges (Sy 1) et les Seyferts à raies étroites (Sy 2) sans que l'on comprenne vraiment l'origine de cette différence. Si le modèle d'unification tente de l'expliquer par une orientation différente par rapport à la ligne de visée, d'autres faits observationnels semblent plutôt témoigner de particularités intrinsèques à ces 2 types d'objets. Il est possible, par exemple, que les Sy 2 possèdent une quantité naturellement plus importante de poussières.

## Chapitre 2

# Continuum Optique-UV et les modèles de réillumination

### Sommaire

---

2.1	Le “Big Blue Bump” . . . . .	17
2.2	Pour ou contre un disque d’accrétion . . . . .	19
2.3	Les modèles d’illumination . . . . .	21
2.4	Conclusion . . . . .	22

---

### 2.1 Le “Big Blue Bump”

Comme nous le verrons au chapitre 5, le spectre en  $\nu F_\nu$  des galaxies de Seyfert possède un minimum aux alentours de  $1\mu\text{m}$  dans l’Infrarouge. Il remonte ensuite dans le domaine Optique du fait de la présence de 2 composantes bien distinctes. On observe tout d’abord, entre 2000 et 5000 Å, la présence de raies larges en émission appartenant principalement au continuum de Balmer et au Fer II (Richstone & Schmidt 1980, Wills *et al.* 1985). Ces différentes caractéristiques forment ce que l’on appelle le “Small Blue Bump” (SBB) ou le “3000 Å bump” (l’excès à 3000 Å) et on peut en voir un exemple figure 2.1. Ce SBB est formé d’un mélange de milliers de raies très larges et représente, en moyenne, 20% du continuum entre 2500 et 4000 Å (Malkan 1988; Maoz *et al.* 1993). Son étude assez précise dans la galaxie NGC 5548 (Maoz *et al.* 1993) a permis de détecter des variations décalées de 10 jours par rapport au continuum, situant le milieu émetteur dans la BLR. C’est donc la signature du processus de refroidissement le plus important de cette région. Cet excès en émission se superpose à un continuum beaucoup plus étendu qui se détache clairement de l’extrapolation du continuum proche Infrarouge, et que l’on appelle “Big Blue Bump” (BBB), par opposition avec la composante précédente. Il n’est pas facile d’extraire le BBB du spectre Optique-UV global, car il est à la fois contaminé par le SBB et par l’émission stellaire de la galaxie hôte. De plus, l’hydrogène interstellaire absorbe le rayonnement de longueur d’onde inférieur à 912

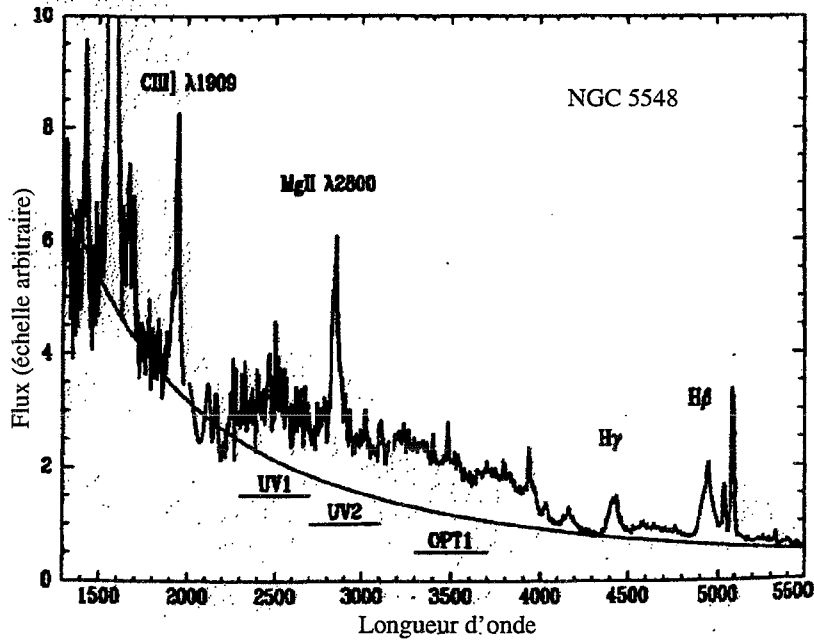


FIG. 2.1: Spectre Optique-UV de NGC 5548. On observe clairement le “Small Blue Bump” formé par le continuum de Balmer et les raies du Fe II, en excès par rapport au continuum, représenté ici par une loi de puissance (Maoz et al. 1993).

Å (ionisation de l’hydrogène neutre) et donc une bonne partie du spectre UV nous est inaccessible. Différentes études statistiques ont cependant pu se faire sur les quasars qui, du fait de leur rougissement cosmologique, ont un BBB dans le proche Ultraviolet, voire l’Optique, et il est donc facilement observable. A défaut de pouvoir faire autrement, on admet que ces observations s’appliquent aussi pour les Seyferts. Le spectre moyen Optique-UV du BBB apparaît donc relativement plat, avec un indice spectral<sup>1</sup>  $\alpha \simeq 0.3$ , mais il faut noter de fortes dispersions autour de cette valeur moyenne (Neugebauer *et al.* 1987; Francis *et al.* 1991). La pente s’accroît dans l’ultraviolet avec un indice spectral moyen de  $\simeq 1$  (mais là aussi de fortes dispersions sont observées, (O’Brien *et al.* 1988; Kinney *et al.* 1991). Cela se traduit par un aplatissement du spectre en  $\nu F_\nu$  suggérant un maximum entre 1200 et 2000 Å. Le spectre doit ensuite fortement chuter pour rejoindre l’émission X mou (vers  $\simeq 1$  keV) plus faible, mais aucune observation n’est possible dans ce domaine là pour les galaxies de Seyfert à cause de la forte absorption du milieu interstellaire.

Des variations du continuum Optique-UV sont observées à toutes les échelles de temps, de la minute à plusieurs années, comme cela apparaît très clairement sur les courbes de lumière des galaxies Fairall 9 et NGC 4151, reportées sur la figure 2.2 (Recondo-Gonzalez *et al.* 1997; Ulrich *et al.* 1997). Si les courtes échelles de temps peuvent être reliées aux variations de l’émission X primaire (voir ci-après), le mécanisme à l’origine des variabilités à long terme est

1.  $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$

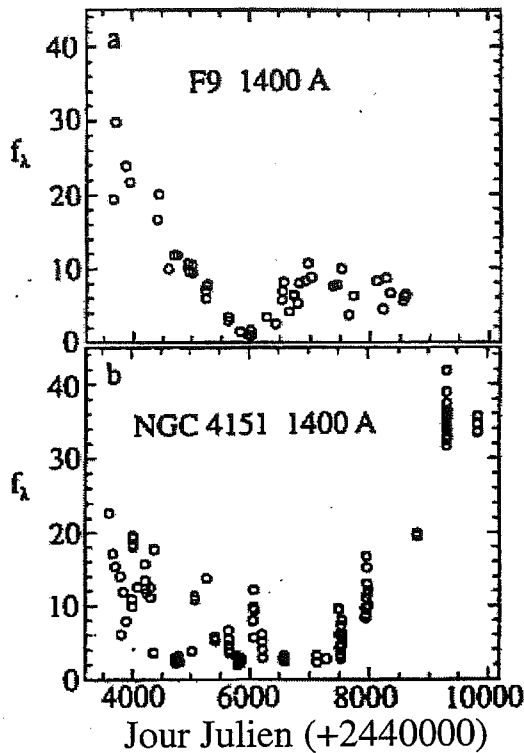


FIG. 2.2: Variations UV à longues et courtes échelles de temps des galaxies Fairall 9 et NGC 4151. Ces courbes de lumière recouvrent une période de 14 ans pour Fairall 9 et de 17 ans pour NGC 4151. Les groupes de points verticaux, non résolus à l'échelle des graphiques, ont un échantillonnage moyen de 3 jours (Recondo-Gonzalez et al. 1997; Ulrich et al. 1997).

encore inexpliqué. Paltani & Courvoisier (1994) ont également étudié précisément la variabilité des quasars et galaxies de Seyfert observées par le satellite Ultraviolet IUE. Ils observent une légère anti-corrélation entre la variabilité et la luminosité des objets (loi de puissance d'indice spectral  $-0.08$ ) ainsi qu'une variabilité plus importante aux plus courtes longueurs d'ondes. Même si ces résultats donnent de nouvelles contraintes aux modèles d'émission du BBB, les auteurs soulignent le fait qu'une contamination par le SBB est possible et que leurs conclusions peuvent être faussées par le faible nombre d'objets, dans leur échantillon, possédant une bonne statistique.

## 2.2 Pour ou contre un disque d'accrétion

L'origine de cette forte émission UV n'est pas encore parfaitement comprise. L'idée que la source première d'énergie des NAGs soit d'origine gravitationnelle, à travers différents processus d'accrétion de matière sur un trou noir central (Rees 1984), ainsi que l'existence, à priori, de matière en rotation, a motivé le développement de modèles de disque d'accrétion (Shakura & Sunyaev 1973, Page & Thorne 1974). Le BBB a alors été naturellement associé à l'émission thermique de ce disque (Shields 1978, Malkan & Sargent 1982, Malkan 1983). La physique des disques d'accrétion est complexe et ne sera pas détaillée ici. En quelques mots, le modèle de base (disque standard) fait appel à un disque géométriquement mince et optiquement épais,

chauffé par viscosité turbulente (dont l'origine semble plutôt magnétique; Balbus & Hawley 1991). Ce modèle doit cependant faire face à de nombreux faits observationnels qui semblent le mettre en défaut, et dont voici un rapide résumé:

- *Spectre*: tout d'abord, le flux émis par un disque standard varie en  $\nu^{1/3}$  (Shakura & Sunyaev 1973) alors qu'on l'observe en  $\nu^{-0.3}$ . On observe ensuite un durcissement du spectre lorsque la luminosité augmente (O'Brien *et al.* 1988; Paltani & Courvoisier 1994; Marshall *et al.* 1996) alors que le modèle standard prévoit des disques plus froids pour des masses de trous noirs centraux plus grandes. Enfin, certaines études montrent que la forme spectrale du BBB est relativement constante entre des objets dont la luminosité peut être différente d'un facteur  $10^4$ . En particulier, la coupure (observés en X mou) du BBB ne diffèrent pratiquement pas (à un facteur de quelques unités près) d'un objet à l'autre (Walter & Fink 1993; Walter *et al.* 1994; Zhou *et al.* 1997).
- *Polarisation*: le rayonnement UV d'un disque standard provient de régions dont l'opacité est dominée par la diffusion électronique et on s'attend donc à une polarisation de la lumière aux alentours de quelques %, orientée parallèlement au plan du disque (Chandrasekhar 1960, Begelman 1985). Les observations montrent le contraire puisque, dans la plupart des cas, la polarisation est inférieure à 1% (Stockman *et al.* 1984; Beriman *et al.* 1990; Grupe *et al.* 1998) et plutôt orientée parallèlement à l'axe du disque (Stockman *et al.* 1979).
- *Seuil Lyman  $\alpha$* : le modèle de disque standard prévoit la présence, dans le spectre, d'un seuil Lyman à 912 Å, en absorption ou en émission (Laor & Netzer 1989). Des recherches ont été menées sur des NAGs dont le décalage gravitationnel permettait de mesurer le seuil Lyman et aucune ne l'a détecté (Antonucci *et al.* 1989, Koratkar *et al.* 1992).
- *Excès X mou*: on détecte, dans la majorité des NAGs, une composante X mou (entre 0.1-2 keV) en excès par rapport à l'extrapolation du spectre haute énergie (Arnaud *et al.* 1985; Wilkes & Elvis 1987; Turner & Pounds 1989). Bien que Walter & Fink (1993) semblent observer une corrélation entre l'intensité de cet excès et celui du BBB, et associent ces 2 composantes à l'émission d'un disque d'accrétion, les ajustements obtenus à l'aide du modèle standard ne donnent pas de résultats satisfaisants.
- *Taille*: Les variations rapides observées dans le quasar Q2237+0305, et interprétées par un effet de micro-lentille, semblent éliminer, sur des contraintes géométriques, la présence de disque d'accrétion optiquement épais (Rauch & Blandford 1991, mais voir Czerny *et al.* 1994). C'est actuellement le résultat le plus contraignant quant à la taille du disque d'accrétion mais d'autres observations de ce genre sont nécessaires pour le confirmer.
- *Variabilité*: on observe généralement une variation quasi simultanée entre l'émission Optique et UV des galaxies de Seyfert comme le montre la figure 2.3 (Clavel *et al.*



1992, Korista *et al.* 1995, Edelson *et al.* 1996). Dans le cas du modèle standard, les zones du disque émettant l'UV et l'Optique sont trop éloignées l'une de l'autre pour qu'une perturbation magnéto-hydrodynamique se propage entre elles en des temps aussi courts.

De nombreuses améliorations ont été apportées au modèle standard pour rendre compte de certains de ces problèmes: les effets relativistes réduisent la polarisation et le seuil Lyman (Laor *et al.* 1990); la comptonisation du rayonnement réduit également le seuil Lyman et permet de mieux ajuster l'excès X mou (Ross *et al.* 1992). Certains modèles sont également en bon accord avec l'intensité et le profil des raies observées (le profil double en particulier, Chen & Halpern 1989; Rokaki *et al.* 1992). On postule généralement la présence d'un continuum en loi de puissance, extrapolé du continuum Infrarouge, pour obtenir la bonne pente de 0.3 observée (Malkan & Sargent 1982; Malkan 1983; Brunner *et al.* 1997). Une loi de puissance avec une coupure exponentielle, modélisant plus particulièrement l'émission de poussières, peut également convenir (Malkan 1989). Enfin, le durcissement du spectre en fonction de la luminosité peut venir, en partie, de la contamination du BBB par le SBB, ces 2 composantes ayant des temps de variabilité différents. Néanmoins la contrainte de variabilité simultanée UV/Optique est inexplicable dans le contexte d'un disque d'accrétion seul.

## 2.3 Les modèles d'illumination

Différents modèles ont été développés pour expliquer la simultanéité Optique-UV. Certains conservent l'idée de disque d'accrétion, mais ce dernier est illuminé par une source de rayonnement X primaire (Collin-Souffrin 1991; Haardt & Maraschi 1991; Ross & Fabian 1993; Zycki *et al.* 1994). Les échanges énergétiques entre cette source X et les régions Optique et UV du disque se font, dans ce cas, à la vitesse de la lumière et peuvent donc expliquer des délais de corrélations aussi faibles. Un important résultat observationnel, qui n'est pas souvent pris en compte dans ces modèles, semble montrer une distribution assez large des rapports  $L_{UV}/L_X$  entre 0.1 et 100 (cf Fig. 2.4, Walter & Fink 1993). Dans le cas d'une illumination isotrope, on s'attend effectivement à ce que la même quantité d'énergie soit rayonnée en UV qu'en X. Une solution possible est de faire appel à une émission intrinsèque au disque (Haardt *et al.* 1994) mais les contraintes de variabilités UV rapides simultanées avec l'émission X sont alors difficiles à expliquer.

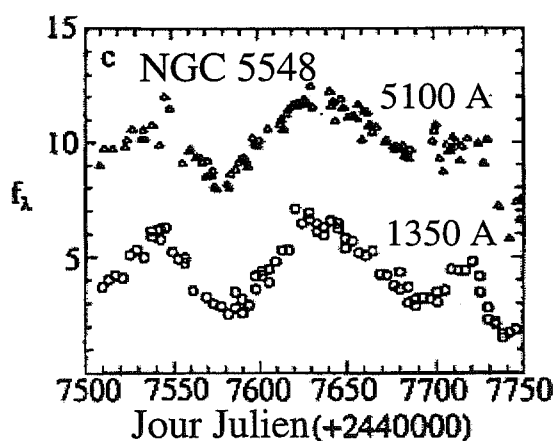


FIG. 2.3: Variations simultanées Optique/UV du spectre de la galaxie de Seyfert NGC 5548 (Clavel *et al.* 1992).

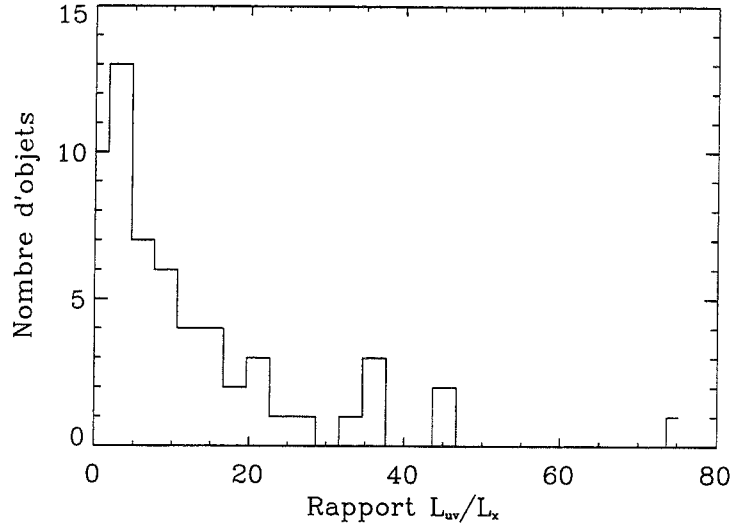


FIG. 2.4: Distribution des rapports  $L_{UV}/L_X$  dans un échantillon de 58 galaxies de Seyfert 1. Les données proviennent de Walter & Fink (1993).

L'anisotropie de l'émission X primaire est une autre solution possible. En effet, comme l'ont montré Ghisellini *et al.* (1991), un plasma de particules relativistes dans un champ de photons anisotrope (comme c'est le cas pour une source au dessus d'un disque d'accrétion) va préférentiellement réémettre en direction du disque. C'est un processus qui explique assez naturellement les forts rapports  $L_{UV}/L_X$  et c'est un des points abordés dans mon travail de thèse.

## 2.4 Conclusion

Si le "Big Blue Bump" est généralement interprété comme l'émission thermique d'un disque d'accrétion, l'explication des variabilités simultanées Optique-UV a nécessité le développement de nouveaux modèles dont les modèles d'illumination. Ces derniers supposent une source X primaire, placée au-dessus du disque d'accrétion, et illuminant celui-ci. Le disque, après thermalisation, réémet alors en Optique-UV. Cette géométrie peut également expliquer les forts rapports  $L_{UV}/L_X$  observés dans certains objets si la source X est anisotrope et rayonne une grande partie de son énergie en direction du disque.

## Chapitre 3

# Émission X et $\gamma$ : thermique ou non thermique?

### Sommaire

3.1	Entre 2 et 50 keV . . . . .	23
3.2	La raie du Fer . . . . .	25
3.3	L'excès X mou . . . . .	27
3.4	L'absorbant chaud . . . . .	29
3.5	L'émission X durs- $\gamma$ . . . . .	32
3.6	Variabilités multi-longueurs d'onde . . . . .	33
3.7	Les galaxies de Seyfert 1 à raies étroites . . . . .	36
3.8	Conclusion . . . . .	38

Avec le domaine Optique-UV, la modélisation de l'émission X- $\gamma$  des Seyferts a été le principal axe de recherche de ma thèse. Bien que je me sois surtout intéressé au continuum X- $\gamma$  au dessus de 2 keV, je souhaite faire ici une revue un peu plus complète des différentes caractéristiques de l'émission haute énergie de ces galaxies.

### 3.1 Entre 2 et 50 keV

Les galaxies de Seyfert sont des objets qui émettent une grande partie de leur rayonnement dans le domaine des rayons X. Rien d'étonnant donc à ce qu'elles fassent partie des objets détectés par les tout premiers satellites X, comme Ariel V ou OSO 8 (Cooke *et al.* 1978; Mushotzky *et al.* 1978). Des études plus complètes ont permis d'ajuster leurs spectres haute énergie (entre 2 et 20 keV) avec une loi de puissance dont l'indice spectral ne semble pas très différent d'un objet à l'autre, et qui se situe aux alentours de 0.7 (cf. figure 3.1, Rothschild *et al.* 1983; Mushotzky 1984; Turner & Pounds 1989). Les détecteurs X de meilleures sensibilités du satellite GINGA, lancé en 1987, ont permis de préciser un peu mieux les choses en révélant de petits écarts à la loi de puissance, entre 5 et 30 keV. Ces écarts sont très bien ajustés par la combinaison d'une raie de fluorescence du Fer à 6.4 keV et d'un excès entre 10 et 50 keV (cf.

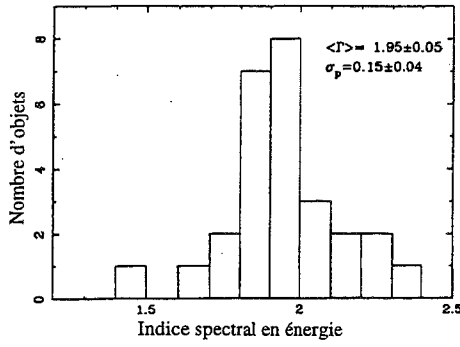


FIG. 3.1: Distribution de l'indice spectral en photon sur un échantillon de galaxies de Seyfert (Nandra & Pounds 1994).

figure 3.2, Pounds *et al.* 1990; Matsuoka *et al.* 1990). Ces deux composantes ont alors été interprétées, dans le cadre des modèles d'illumination, comme la réflexion d'une émission X primaire sur un plasma froid, en l'occurrence un disque d'accrétion (George & Fabian 1991; Matt *et al.* 1991). Lorsqu'on prend en compte cette réflexion, la pente du spectre primaire est plutôt aux alentours de 0.9 (cf. figure 3.1, Nandra & Pounds 1994; Nandra *et al.* 1997). Ce spectre en loi de puissance a longtemps favorisé les modèles dit "non thermiques" pour expliquer l'émission haute énergie des galaxies de Seyfert (Zdziarski *et al.* 1990b). Mais l'envoi de satellites sensibles aux X durs ( $> 50$  keV comme OSSE) a bouleversé un peu les choses en dévoilant une

coupure exponentielle dans les spectres, aux alentours de 100 keV (Jourdain *et al.* 1992; Mai-sack *et al.* 1993). Une telle coupure n'était pas prévue par les modèles non thermiques du

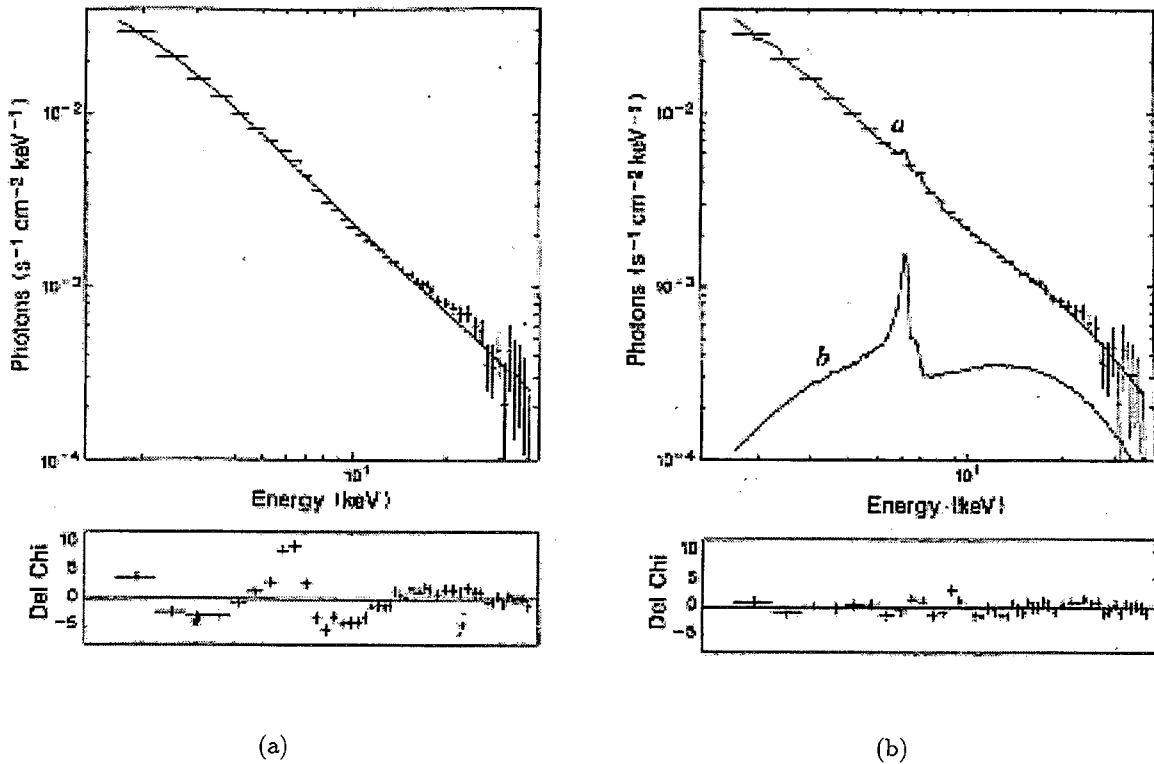


FIG. 3.2: a) Ajustement du spectre moyen de 12 galaxies de Seyfert observées par GINGA par une loi de puissance. b) La raie du Fer à 6.4 keV et la bosse en réflexion entre 10 et 50 keV améliorent grandement l'ajustement du spectre (Pounds *et al.* 1990).

moment et ceci a relancé les recherches du côté des modèles thermiques (Haardt & Maraschi

1991, 1993). Ces différents modèles sont étudiés plus en détail au chapitre I-4.

### 3.2 La raie du Fer

Le Fer est à l'origine des principales caractéristiques spectrales de l'émission X des NAGs. C'est en effet l'élément lourd le plus abondant dans l'univers et il possède un taux de fluorescence et une section efficace d'interaction, dans le domaine des rayons X, très importants. Des différents seuils d'absorption et raies de fluorescence de cet élément, c'est généralement la raie à 6.4 keV que l'on observe dans la plupart des spectres X des Seyferts (Pounds *et al.* 1990; Nandra & Pounds 1994; Nandra *et al.* 1997). On l'interprète généralement comme la fluorescence du Fer neutre, présent à la surface d'un disque d'accrétion, ce dernier étant illuminé par une source X primaire. Cependant, un des principaux problèmes pour ce genre de modèle est l'observation de raies de largeurs équivalentes assez importantes. Dans le cas d'une abondance solaire, la largeur équivalente attendue est voisine de 150 eV (George & Fabian 1991; Matt *et al.* 1991) alors qu'elle est en moyenne de 230 eV (Nandra *et al.* 1997) et peut atteindre 300 eV pour MCG-6-30-15 (Tanaka *et al.* 1995) ou  $\simeq 600$  eV pour Mrk 1040 (Reynolds *et al.* 1995). Différentes solutions ont alors été suggérées. On peut jouer sur l'abondance du Fer ou des métaux plus légers (Reynolds *et al.* 1995) mais, dans certains cas, les abondances nécessaires semblent peu plausibles. Les effets relativistes peuvent également intervenir, en courbant par exemple les rayons lumineux issus du disque, qui le réilluminent par la suite (Matt *et al.* 1992). Mais ces effets sont relativement négligeables (Dabrowski *et al.* 1997). L'ionisation du disque peut aussi jouer un rôle (Matt *et al.* 1993b) mais l'important seuil en absorption du Fer K attendu dans ce cas là n'est pas observé. L'anisotropie du rayonnement primaire, qui est relativement peu importante dans le cas des modèles thermiques (Haardt 1993), devient non négligeable pour une population non-thermique de particules (Ghisellini *et al.* 1991) et peut donc être, ici aussi, une autre solution possible.

Quoiqu'il en soit, le modèle de disque d'accrétion a été très fortement sollicité depuis la détection, par le satellite ASCA, de raies du Fer aux profils très larges (Tanaka *et al.* 1995; Mushotzky *et al.* 1995; Iwasawa *et al.* 1996). Dans de nombreux cas, suivant la qualité des données, différentes interprétations étaient possibles: émission par un disque d'accrétion, comptonisation par un plasma froid, effet Doppler à l'intérieur d'un flot, ou combinaison de différentes raies non résolues. Néanmoins, la détection précise, après 4 jours et demi d'observation, du profil de la raie du Fer dans la galaxie MCG-6-30-15 (Tanaka *et al.* 1995), ne semble pouvoir s'expliquer que par la fluorescence des parties les plus internes d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir de Schwarzschild (cf. figure 3.3). Durant une des périodes d'observation où la luminosité de l'objet était la plus faible, les données semblent même nécessiter la présence d'un trou noir de Kerr (Iwasawa *et al.* 1996; Fabian *et al.* 1995; Bromley *et al.* 1998). Mais si ces derniers résultats sont actuellement les plus en faveur de l'existence de disque d'accrétion au coeur des NAGs, d'autres modèles semblent possibles comme l'émission à l'intérieur de l'orbite stable d'un trou noir de Schwarzschild (Reynolds 1997 mais voir

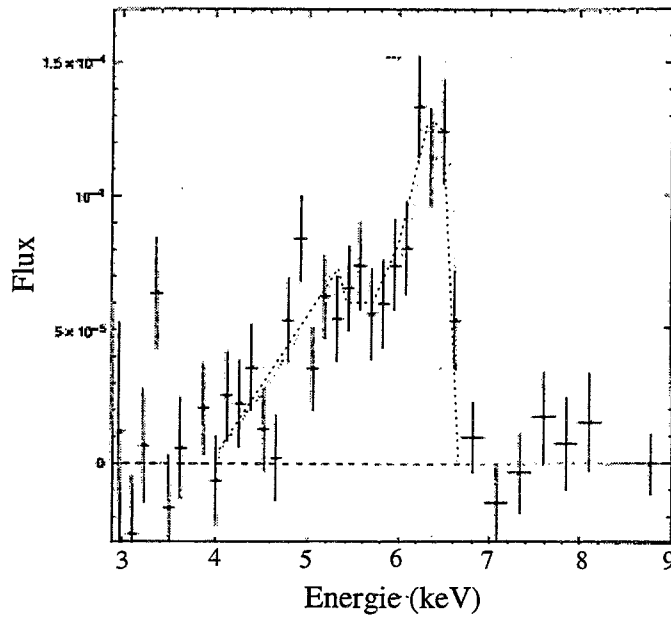


FIG. 3.3: Raie de fluorescence du Fer observée dans la galaxie MCG 6-30-15. L'ajustement par l'émission des régions internes d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir de Schwarzschild est tracé en pointillé. Le flux est en  $\text{photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$  (Tanaka et al. 1995).

Young *et al.* 1998), ou même tout simplement l'obstruction des parties internes du NAG par des nuages optiquement épais (Weaver & Yaqoob 1998).

Dans certains objets, la variabilité rapide de la raie du Fer, en réponse à une variation du continuum, est cohérente avec une distance faible entre le milieu émetteur de la raie et le noyau central (Yaqoob *et al.* 1996; Iwasawa *et al.* 1996). On observe cependant un temps de réponse différent entre les différentes parties du profil de la raie ce qui semble indiquer la présence de différentes régions émettrices. Il est alors possible que les profils larges observés ne soient que la superposition de plusieurs raies de différentes largeurs, émis par différentes régions (Sulentic *et al.* 1998; Weaver & Reynolds 1998). S'il n'est alors plus nécessaire de faire appel à un disque d'accrétion autour d'un trou noir de Kerr, la géométrie d'un tel modèle reste cependant à préciser. La meilleure sensibilité de AXAF et XMM, en réduisant le temps d'échantillonnage, permettra peut-être de clarifier ces résultats.

Enfin, la raie du Fer est détectée aussi bien dans les Sy 1 que dans les Sy 2. Les différents échantillons observés montrent à peu près les mêmes profils. Les modèles prédisent alors un angle d'inclinaison moyen identique pour ces 2 familles d'objets (Turner *et al.* 1998; Bromley *et al.* 1998). C'est un résultat contraire au modèle d'unification mais qui repose, dans certains cas, sur des données de qualité moyenne. Toutefois, Weaver & Reynolds (1998) trouvent des résultats en accord avec le modèle unifié (i.e. faibles angles d'inclinaison pour les Sy1 et grands angles d'inclinaison pour les Sy 2) en supposant que les raies proviennent de différentes régions d'émission, à savoir un disque d'accrétion et un tore de poussière. Comme on le voit, de nombreux axes de recherche sont possibles sur ce sujet.

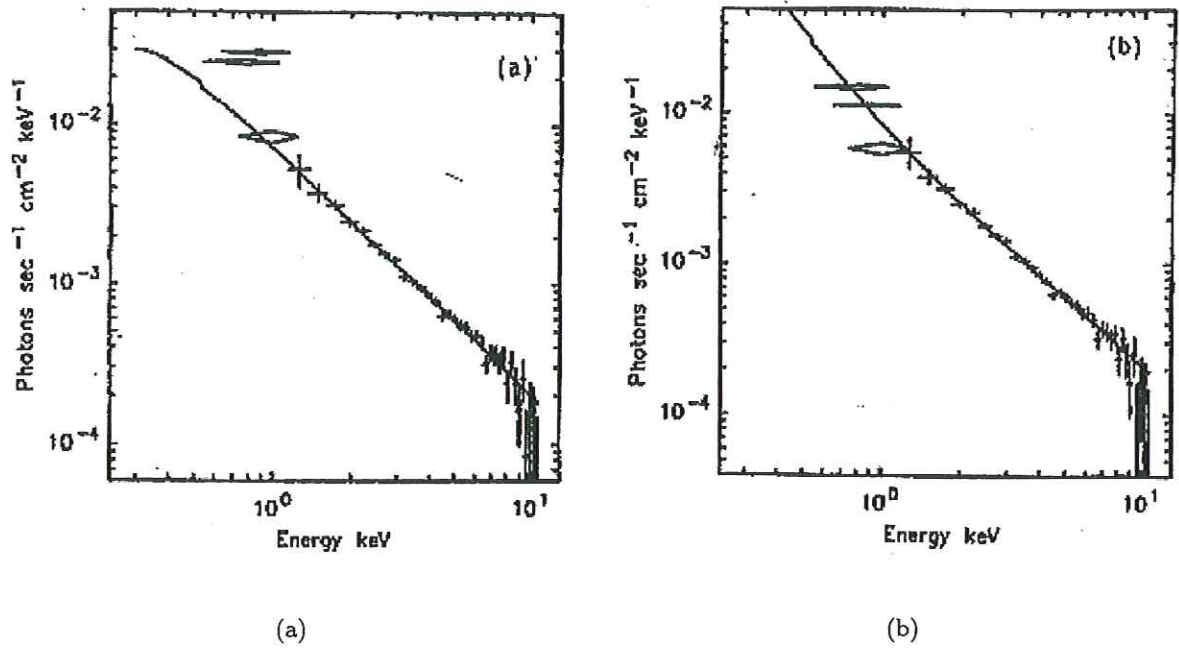


FIG. 3.4: a) Excès X mou observé dans la galaxie NGC 5548. L'ajustement du spectre par une loi de puissance laisse apparaître un excès à basse énergie. b) Un ajustement avec 2 lois de puissance donne un meilleur résultat (Turner & Pounds 1989).

### 3.3 L'excès X mou

Une des principales caractéristiques du spectre X à basse énergie ( $< 1 \text{ keV}$ ) est d'être fortement absorbé par effet photoélectrique par la matière froide ou partiellement ionisée présente

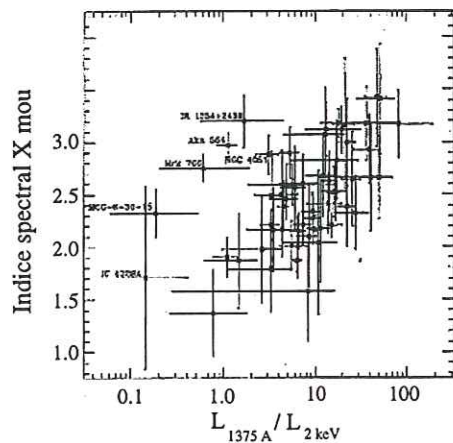


FIG. 3.5: Corrélation entre l'émission UV et l'indice spectral X mou (0.1-2 keV) sur un échantillon de 58 galaxies de Seyfert (Walter & Fink 1993).

entre nous et l'objet observé. La correction de cette absorption ne donne pas toujours un bon ajustement du spectre et on détecte, dans 50 % des cas, un excès par rapport à l'extrapolation de la loi de puissance à haute énergie (cf. figure 3.4, Arnaud *et al.* 1985; Turner & Pounds 1989; Wilkes & Elvis 1987). Le raidissement observé dans 90 % des 60 spectres de galaxies de Seyfert obtenus par ROSAT, entre 0.1 et 2.4 keV, confirme également la présence de cette composante (Walter & Fink 1993). Son origine n'est toujours pas connue et différentes hypothèses sont proposées. Certains travaux semblent montrer une corrélation entre l'émission UV du spectre et cet excès X mou (cf. figure 3.5) et suggèrent une origine commune pour ces longueurs d'onde, à savoir l'émission d'un disque d'accrétion. Il faut cependant prendre en compte les effets



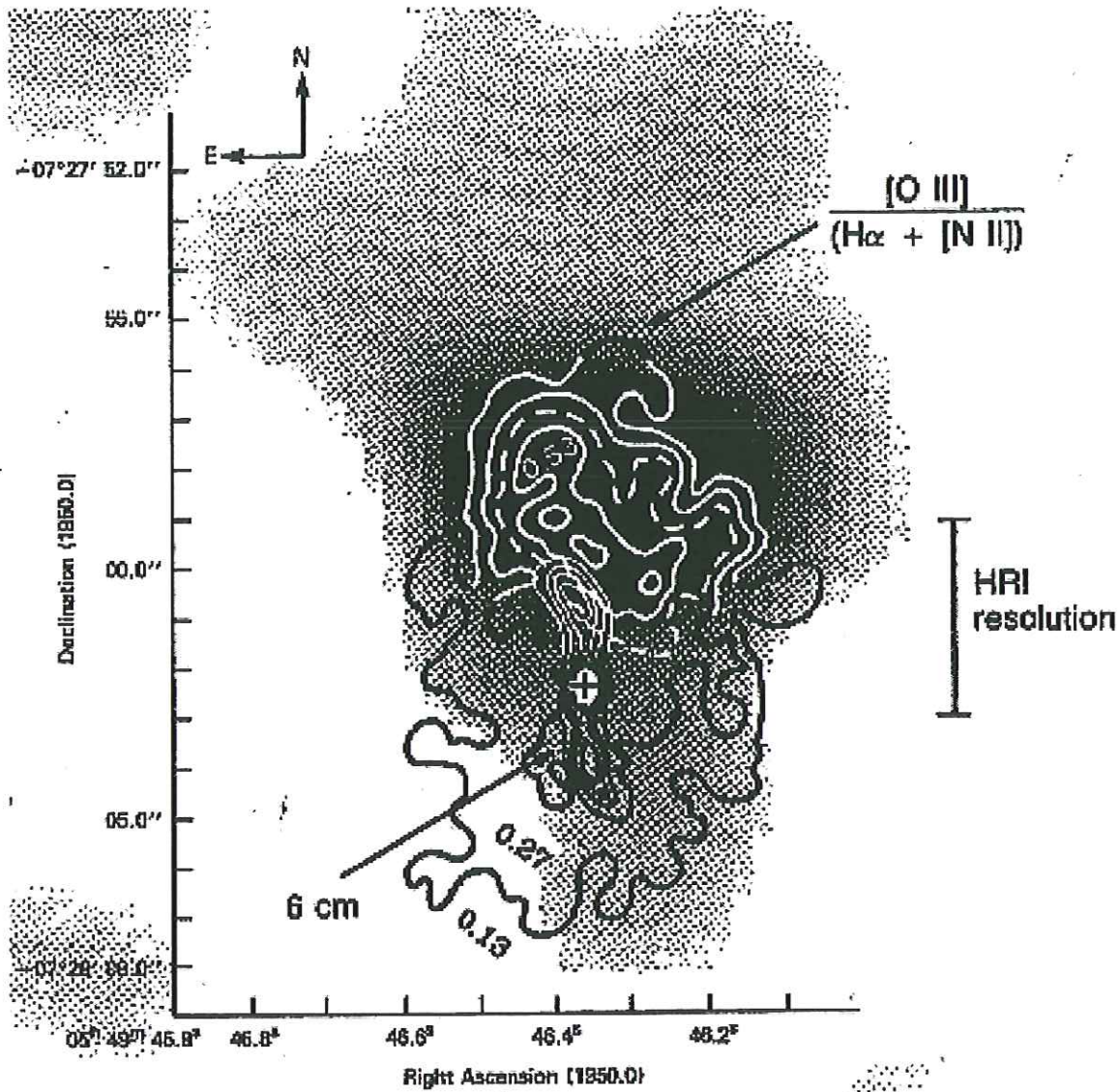


FIG. 3.6: Composante X mou étendue détectée dans NGC 2110. Les contours Optique et Radio (indiqués sur la figure) sont superposés à une image ROSAT (Weaver et al. 1995).

relativistes et la comptonisation du rayonnement pour obtenir des ajustements de spectres satisfaisants (Brunner *et al.* 1997). Cette interprétation n'est pas la seule possible et on peut également rendre compte de cet excès X mou par la réflexion d'une composante X primaire sur un milieu partiellement ionisé (Ross & Fabian 1993; Czerny & Zycki 1994). Enfin, dans certains objets (cf. figure 3.6), cette composante X mou peut provenir, en partie, d'une région beaucoup plus étendue qui semble associée aux larges flots de plusieurs kpc observés en Radio (Weaver *et al.* 1995; Colbert *et al.* 1998). La source d'énergie de cette émission étendue n'est pas encore comprise (choc dans un vent nucléaire ou stellaire ou photo-ionisation par le rayonnement émis par le NAG) et la très bonne résolution spatiale et spectrale de AXAF et de XMM permettront peut-être de conclure.



La variabilité temporelle de cet excès X mou peut être assez différente d'un objet à l'autre. Il peut varier de manière corrélée avec l'émission UV (Maraschi *et al.* 1991), ou l'émission X dur (Nandra *et al.* 1991). Il peut également varier alors que l'émission X dur reste constante (Turner & Pounds 1988; Done *et al.* 1995) ou varie en anti-corrélation (Maraschi *et al.* 1991). Il peut enfin, dans le cas par exemple d'une émission X mou étendue, ne pas varier du tout.

### 3.4 L'absorbant chaud

La présence de gaz partiellement ionisé et optiquement mince sur la ligne de visée d'un NAG laisse également des "traces" dans le spectre X mou (Netzer 1993). Évoqué pour la première fois en 1984 pour ajuster une composante en absorption variable dans un NAG (Halpern 1984), cet absorbant chaud (ou "warm absorber", WA) a été détecté, depuis, dans un grand nombre (>50%) de galaxies actives dont des Seyferts (Nandra & Pounds 1992; Reynolds 1997; George *et al.* 1998). Les caractéristiques les plus importantes, et donc les premières observées, sont les seuils en absorption du Fer entre 8-9 keV et de l'Oxygène VII et VIII à 0.74 et 0.87 keV (cf. figure 3.7). Ces derniers ont surtout été détectés par le satellite ASCA dont la résolution spectrale dépassait d'un ordre de grandeur celle de ROSAT. De nombreux résultats ont été obtenus à partir de l'étude de la variabilité de ces différentes

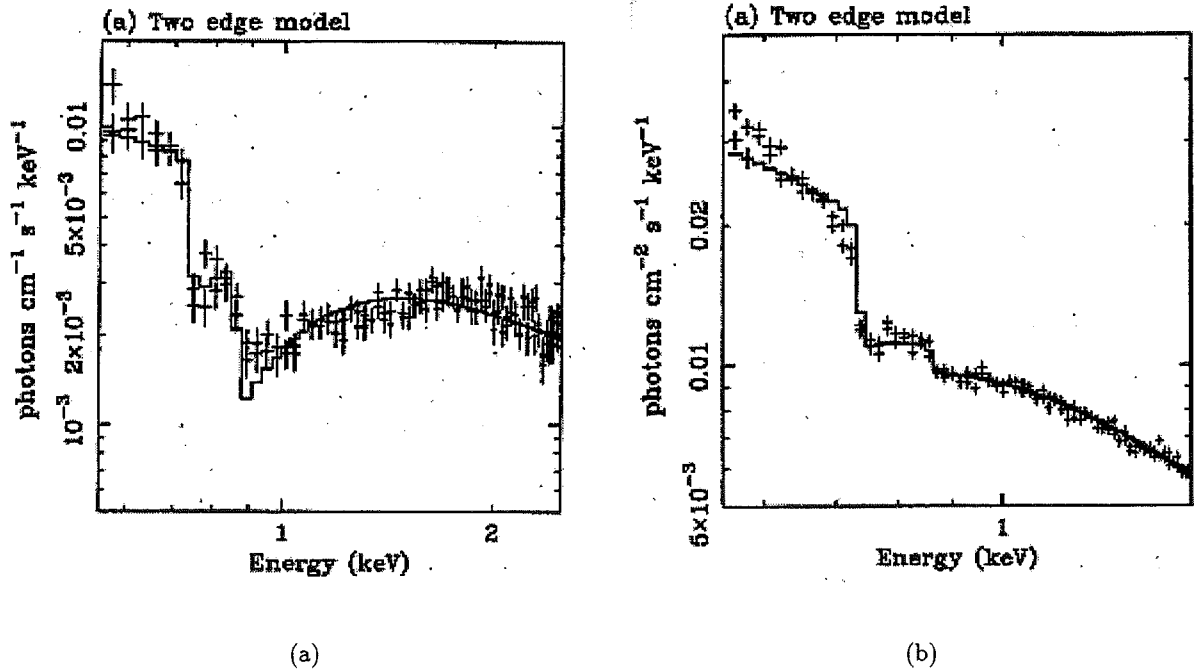


FIG. 3.7: Seuils en absorption de OVII et OVIII caractéristiques de la présence d'un absorbant chaud sur la ligne de visée du NAG (Reynolds 1997).

composantes. On observe ainsi, dans la galaxie MCG-6-30-15, une anti-corrélation entre la profondeur optique du seuil de OVIII (noté  $\tau_{OVIII}$ ) et la luminosité (Otani *et al.* 1996). Cet

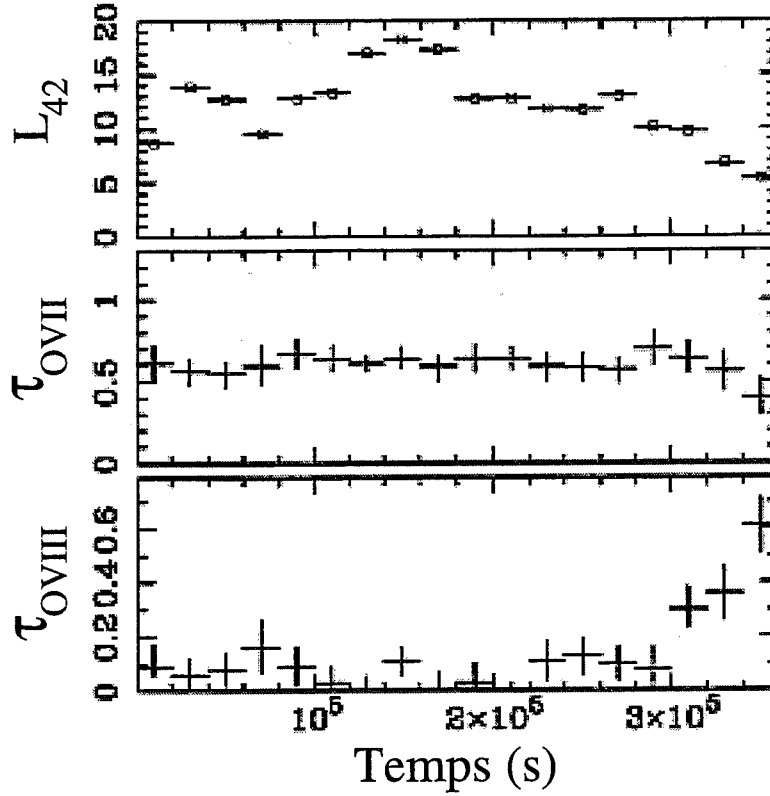


FIG. 3.8: Variation des profondeurs optiques  $\tau_{OVII}$ ,  $\tau_{OVIII}$  et de la luminosité dans la galaxie MCG-6-30-15. La luminosité et  $\tau_{OVIII}$  sont anticorrélées alors que  $\tau_{OVII}$  reste constante (Otani et al. 1996).

absorbant chaud doit donc être proche de l'objet central et photo-ionisé par son rayonnement (cf figure 3.8). Par contre,  $\tau_{OVII}$  restant constant, le milieu à l'origine du seuil OVII doit être différent de celui à l'origine du seuil OVIII et situé plus loin de l'objet central. Dans le cas de MCG-6-30-15, les codes de photo-ionisation placent la formation du seuil OVII à 1 pc du NAG ( $\simeq$  tore de poussière) et celui de OVIII à moins d'un dixième de pc ( $\simeq$  BLR). Il convient cependant d'être prudent avec ces différents résultats ou, tout du moins, de ne pas en faire une généralité. En effet, dans le cas de la galaxie NGC 4051 par exemple, Guainazzi *et al.* (1996) observent plutôt une variation de  $\tau_{OVII}$  alors que  $\tau_{OVIII}$  reste constant.

Le WA pourrait également contenir de la poussière. Dans certains objets, la colonne densité de gaz, déduite du rougissement de leur spectre Optique (en assumant un rapport gaz neutre/poussière de l'ordre de celui de notre galaxie), est bien supérieure à la colonne densité de gaz déduite de l'absorption de leur spectre en X mou (Reynolds & Fabian 1995; Brandt *et al.* 1996a; Reynolds 1997). Il est possible de concilier les 2 mesures avec un rapport gaz neutre/poussière dix fois supérieur à la valeur galactique. Une autre solution est de placer la poussière dans le gaz partiellement ionisé formant le WA. Il faut alors que le WA soit suffisamment loin de l'objet central et suffisamment froid ( $\simeq 10^6$ K) pour que la poussière

subsiste dans cet environnement.

Enfin, il est possible que le WA absorbe une partie du rayonnement UV. Certains objets montrent effectivement des raies en absorption dans leur spectre UV (cf. figure 3.9) dont la profondeur optique est en accord avec celle déduite des codes de photo-ionisation qui rendent

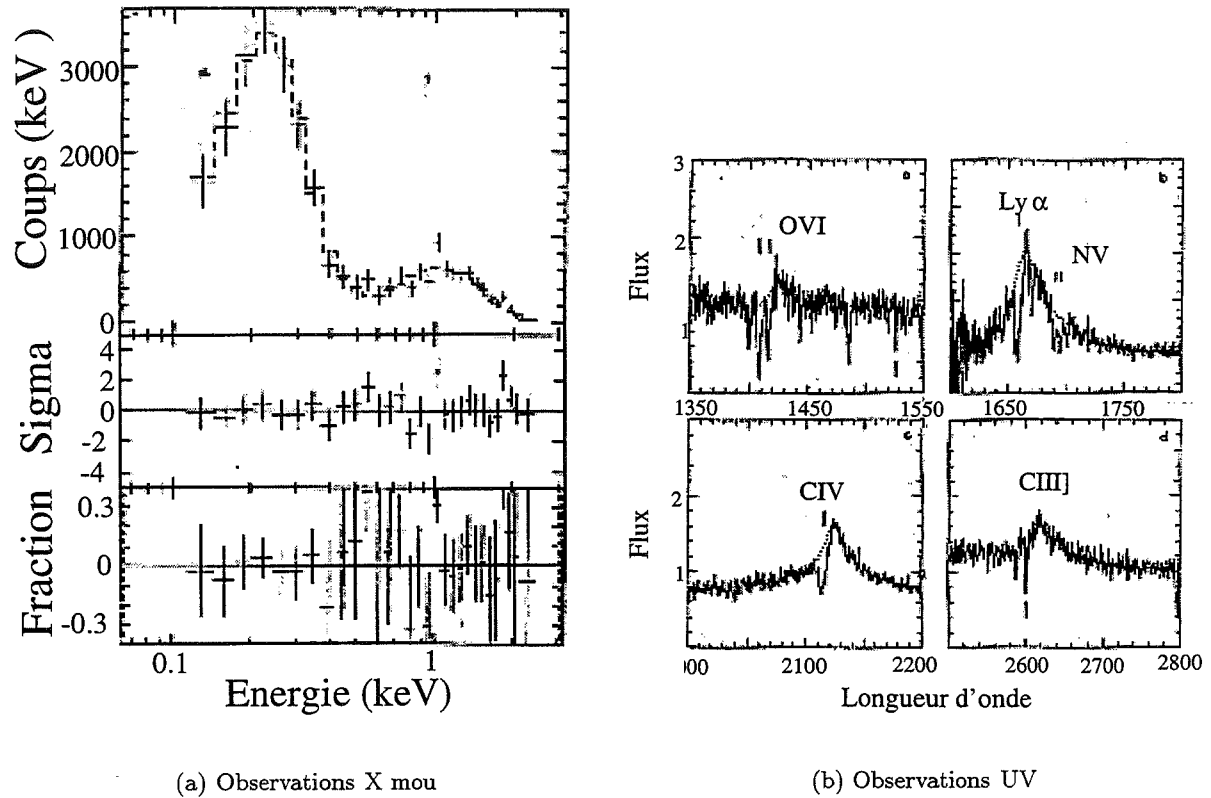


FIG. 3.9: Raies en absorption observées dans le spectre UV du quasar 3C351. Ces raies semblent être produites par le même milieu à l'origine des seuils OVII et OVIII observés en X mou. Le décalage vers le bleu suggère un milieu en mouvement (Mathur et al. 1994).

compte des seuils OVII et OVIII observés en X mou (Mathur *et al.* 1994; Mathur 1994; Mathur *et al.* 1997). Ces raies en absorption sont, dans certains cas, décalées vers le bleu, ce qui suggère un milieu absorbant sous forme de flot. C'est un point important auquel je me référerai plus tard.

Il est clair que le domaine des X mou va connaître un changement très important avec le lancement des satellites XMM et AXAF. La résolution spectrale de ces appareils va permettre de mesurer, de manière précise, les profondeurs optiques des différents seuils d'absorption, et leur position. Il sera possible de confirmer, par exemple, un décalage vers le bleu. XMM aura également l'avantage, avec son moniteur Optique-UV, de confirmer la présence de poussière dans le WA en mesurant simultanément le rougissement du spectre Optique. Enfin, la meilleure sensibilité de ces appareils (environ un facteur 10 par rapport aux missions précédentes) permettra d'observer un plus grand nombre d'objets et donc de faire des études

statistiques plus complètes.

### 3.5 L' émission X durs- $\gamma$

On pourrait croire qu'il n'y a pas grand chose à dire sur l'émission  $\gamma$  des galaxies de Seyfert sous le prétexte qu'elle semble inexistante. En fait cela n'a pas toujours été le cas, ou plutôt, on ne s'est rendu compte de la faible émission  $\gamma$  des Seyferts qu'assez récemment avec le lancement du satellite haute énergie CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) en 1991. Avant les données de ce satellite, on pensait que les galaxies de Seyfert faisaient partie des objets les plus brillants aux énergies de plusieurs MeV. Les observations ballons de NGC 4151 et MCG 8-11-11 le laissaient effectivement présager (Perotti *et al.* 1981a,b). On avait quand même déjà remarqué que cette émission  $\gamma$  était rapidement variable, avec des variations de facteur 3-10 en une année au dessus de 500 keV (Perotti *et al.* 1981a). D'un autre côté, à la fin des années 80, les observations du fond diffus  $\gamma$  semblaient montrer une forte émission aux alentours du MeV (Trombka *et al.* 1977). On en a donc cherché assez naturellement l'origine dans l'émission des galaxies de Seyfert à travers différents modèles non-thermiques, les seuls qui pouvaient expliquer une émission à une telle énergie. C'est seulement dans les années 90 que notre vision de l'émission haute énergie des Seyferts a totalement changée. Tout d'abord le satellite SIGMA (lancé en 1989 à bord du satellite Franco-Russe GRANAT) détecta une coupure exponentielle aux alentours de 100 keV dans la galaxie NGC 4151 (Jourdain *et al.* 1992). Une telle coupure semble difficilement explicable dans le cadre des modèles non-thermiques et relance les travaux sur les modèles thermiques. En 1991, les observations des différents télescopes du satellite CGRO, avec une sensibilité supérieure d'un facteur 10 aux précédentes missions, condamnent définitivement l'émission  $\gamma$  des Seyferts. Le télescope OSSE

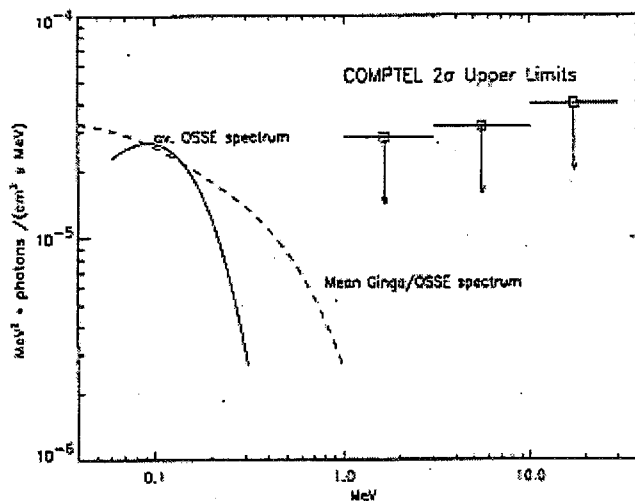


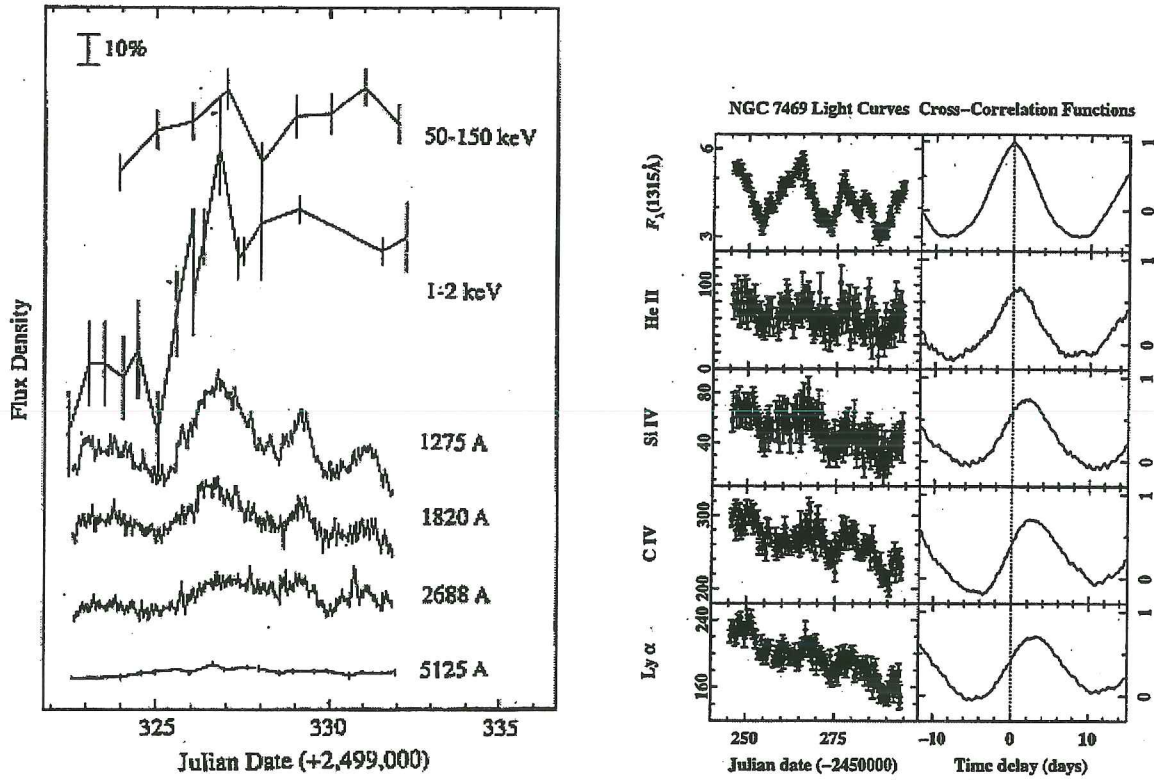
FIG. 3.10: Émission  $\gamma$  des galaxies de Seyfert (Maisack *et al.* 1997).

confirme la coupure exponentielle du spectre aux alentours de 100 keV et n'observe pas de fortes raies d'annihilation à 511 keV, normalement prévues par les modèles non thermiques (Maisack *et al.* 1993; Zdziarski *et al.* 1995). Le télescope EGRET (couvrant le domaine 20 MeV-30 GeV) ne détecte aucune des 22 galaxies de Seyfert pointées (Lin *et al.* 1993). Résultats négatifs également pour les 26 galaxies de Seyfert observées par COMPTEL dans le domaine 0.75-30 MeV (Maisack *et al.* 1995, 1997). Enfin, de nouvelles observations du fond diffus  $\gamma$  par ce même satellite ne détectent plus de maximum d'émission aux alentours du MeV et il est possible que cette détection ait été, quelques années auparavant, le résultat de bruit de fond au sein des détecteurs (Kappadath *et al.* 1996). Il est bien sûr toujours possible que l'émission  $\gamma$  des Seyferts soit hautement variable mais, avec un échantillon d'au minimum 20 galaxies pour chacune des observations citées, cela paraît assez improbable (Maisack *et al.* 1995). Il est intéressant de remarquer, à ce niveau, que les seuls NAGs détectés par EGRET sont des NAGs fort émetteur radio. Cela semble souligner un lien exclusif entre l'émission Radio et  $\gamma$  au sein des Noyaux Actifs de Galaxies.

### 3.6 Variabilités multi-longueurs d'onde

Les campagnes d'observation multi-longueurs d'onde, comme celles menées par le consortium AGN Watch (Alloin *et al.* 1994), ont apporté beaucoup de nouveaux résultats sur l'émission des AGN. Dans les 10 dernières années, des programmes d'observations intensives ont été menées sur plusieurs galaxies de Seyfert comme NGC5548 (Clavel *et al.* 1991; Peterson *et al.* 1994; Korista *et al.* 1995), NGC 3783 (Reichert *et al.* 1994; Stirpe *et al.* 1994; Alloin *et al.* 1995), NGC 4151 (Crenshaw *et al.* 1996; Kaspi *et al.* 1996; Warwick *et al.* 1996; Edelson *et al.* 1996), Fairall 9 (Rodriguez-Pascual *et al.* 1997; Santos-Lleo *et al.* 1997) et NGC 7469 (Wanders *et al.* 1997; Nandra *et al.* 1998). Ces travaux ont porté à la fois sur les variations du continuum mais également sur celles des raies dans le but d'obtenir des contraintes précises sur la taille, la structure et la dynamique de la BLR. L'étude précise des effets de variabilité du continuum sur le flux et le profil des raies permet effectivement de cartographier les régions émettrices (Blandford & McKee 1982). Il faut, pour cela, faire de longues observations, bien échantillonnées et bien sûr simultanées dans plusieurs longueurs d'onde. Cette méthode porte le nom anglais de "reverberation mapping" (Peterson 1993; Netzer & Peterson 1997). Les résultats, sur le continuum et les raies, sont relativement similaires entre les différentes campagnes d'observation menées depuis 10 ans et on peut les résumer ainsi:

- Les différents continus Optique-UV et X varient simultanément aux erreurs d'observations et de traitement près, qui sont typiquement de l'ordre de 2 jours (cf. figure 3.11a)
- L'amplitude des variabilités du continuum est anticorrélée avec les échelles de temps correspondantes. Par exemple le continuum à 1400 Å de la galaxie NGC 4151 varie, en moyenne, d'un facteur 1.3 en un jour et demi, 3.3 en 25 jours et 12 en 6 ans (Ulrich *et al.* 1997).



(a) Courbes de lumière de la galaxie NGC 4151 en X, Optique-UV. Aucun délai n'est détecté entre chacune de ces courbes aux erreurs de mesures et de traitement près qui sont typiquement de l'ordre de 2 jours (Edelson *et al.* 1996).

(b) Courbes de lumière et corrélations croisées entre le continuum UV et les principales raies de la BLR de la galaxie NGC 7469. Les différents délais témoignent d'une stratification de la BLR (Wanders *et al.* 1997).

FIG. 3.11: Courbes de lumières et délais relatifs entre les différentes parties du continuum et les raies dans NGC 4151 et NGC 7469

- Les raies en émission varient en corrélation avec le continuum avec des délais compris entre quelques jours et plusieurs semaines, indiquant une taille de BLR de plusieurs semaines lumière (quelques centièmes de parsec).
- Plus les raies sont ionisées plus les délais sont courts ce qui témoigne d'une stratification de la BLR (cf. figure 3.11b).

Il faut cependant faire ici quelques remarques. Tout d'abord, si les continua Optique, UV et X sont corrélés sur les petites échelles de temps (de l'ordre de la semaine), cela n'est plus le cas pour des échelles de temps de plusieurs années. On peut le voir clairement sur la figure 3.12 où sont reportées 3 campagnes d'observation UV-X de la galaxie NGC 4151 sur un total de 10 ans (Ulrich *et al.* 1997). Les corrélations aux courtes échelles de temps ont favorisé, comme je l'ai déjà souligné, le développement des modèles d'illumination. On interprète par

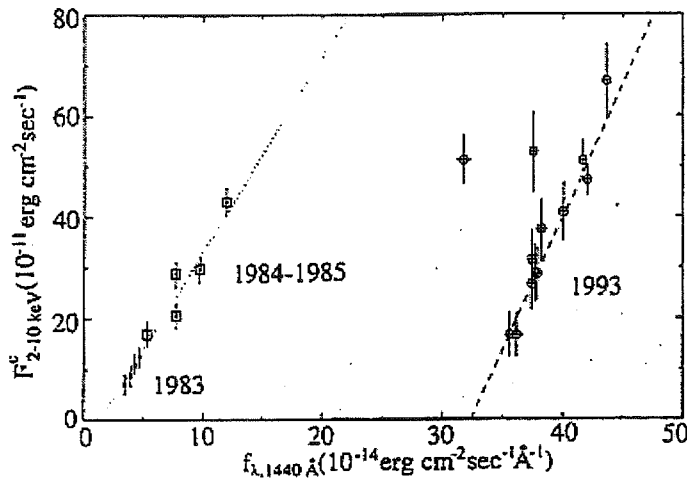


FIG. 3.12: Corrélation Optique-UV et X. Si ces 2 continuums sont corrélés aux courtes échelles de temps (de l'ordre du jour) ils ne le sont plus pour des échelles de temps de plusieurs années (Ulrich et al. 1997).

contre les variabilités aux grandes échelles de temps par des variations globales du processus d'accrétion, mais le détail du phénomène n'est pas encore bien compris.

Enfin des observations récentes de la galaxie NGC 7469 ont permis d'obtenir une résolution temporelle encore jamais atteinte. Wanders *et al.* (1997) ont ainsi pu mesurer des délais entre différentes bandes du continuum UV. Les variations du continuum à 1315 Å précèdent celles du continuum à 1485 Å, 1740 Å et 1825 Å avec une avance de, respectivement, 0.2, 0.35 et 0.28 jours. L'erreur à 1  $\sigma$  estimée sur ces mesures est de 0.07 jours. Il n'est par contre pas exclu que le SBB contamine le spectre et soit à l'origine de ces fluctuations. Quoiqu'il en soit, ces mesures témoignent de l'importance de campagnes d'observation de ce type dans la recherche de délais aussi faibles. Cette même galaxie a également été observée en X par

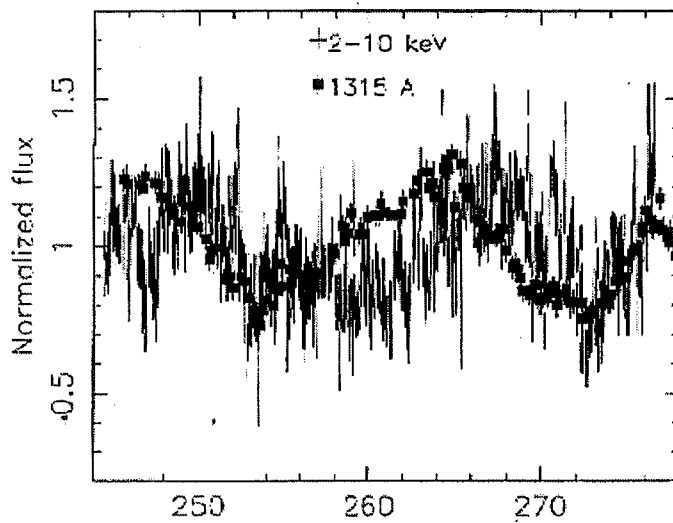


FIG. 3.13: Courbes de lumière du continuum X et UV de la galaxie NGC 7469. Les maxima du continuum UV semblent précéder ceux du continuum X de 4 jours alors que les minimas sont simultanés (Nandra et al. 1998).

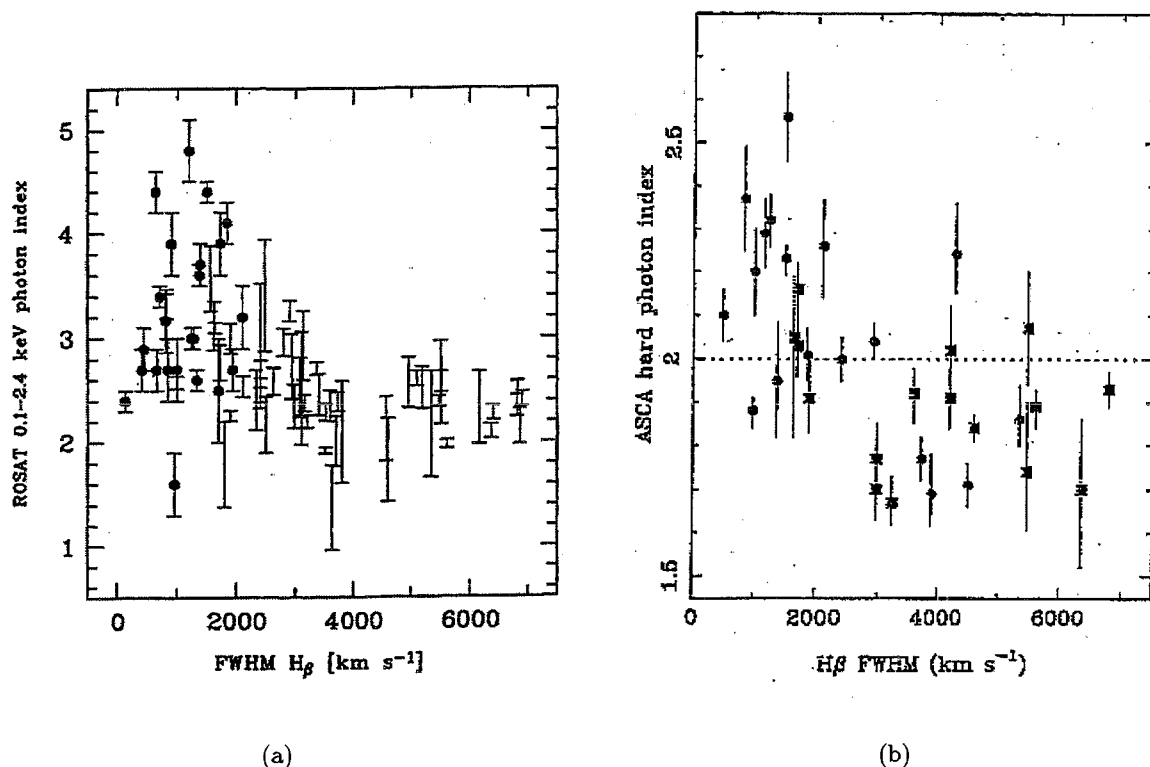


FIG. 3.14: Distribution de l'indice spectral X mou (figure (a)) et X dur (figure (b)) en fonction de la FWHM de  $H\beta$  pour un échantillon de galaxies de Seyfert 1 "normales" (barres verticales ou carrés noirs) et de NLS1 (ronds noirs) (Boller et al. 1996; Brandt et al. 1997).

RXTE mais les résultats sont plutôt inattendus puisque le continuum UV semble précéder le continuum X de 4 jours. Pour être plus précis, les maxima de la courbe de lumière du continuum UV précèdent ceux du continuum X de 4 jours alors que leurs minima semblent simultanés (cf. figure 3.13). Si ces résultats se confirment, les modèles de réillumination et notre vision actuelle des NAG seront à revoir.

### 3.7 Les galaxies de Seyfert 1 à raies étroites

Pour finir ce rapide tour d'horizon de l'émission X des galaxies de Seyfert, je vais m'intéresser à une sous classe de ces objets à savoir les galaxies de Seyfert 1 à raies étroites (NLS1 pour "Narrow Lines Seyfert 1 galaxies"). Ce sont des galaxies de Seyfert 1 dont les largeurs de raies permises sont faibles ( $\text{FWHM de } H\beta \lesssim 2000 \text{ km s}^{-1}$ ; Osterbrock & Pogge 1985; Boller et al. 1996). Mais ce n'est pas la seule caractéristique et, si elles forment un sous groupe parmi les galaxies de Seyfert 1 "normales" (i.e. à raies larges de  $\text{FWHM} \gtrsim 2000 \text{ km s}^{-1}$ ), c'est qu'elles ont en commun d'autres particularités:

1. elles possèdent un fort excès X mou et donc un spectre assez raide dans la bande 0.1-2.4



- keV ( $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$  avec  $1 \lesssim \alpha \lesssim 5$  et en moyenne  $\simeq 3.1$  cf. figure 3.14a, Boller *et al.* 1996), plus raide que celui des Sy 1 “normales” ( $\alpha \simeq 2.5$ , Walter & Fink (1993)).
2. leurs spectres X dur (entre 2 et 10 keV) est aussi plus raide que celui des Sy 1 “normales” (cf. 3.14b, Pounds *et al.* 1995; Brandt *et al.* 1997).
  3. elles possèdent une forte raie Fe II en émission et une faible raie [OIII] (Brandt & Boller 1998).

Il faut cependant remarquer, concernant le premier point, une assez forte dispersion des indices spectraux en X mou et certaines NLS1 ne se distinguent pas, de ce point de vue là, des Sy1 “normales”.

Les NLS1 sont également des galaxies extrêmement variables dans le domaine des X mous. Des variations d'un facteur de plusieurs dizaines sont relativement courantes (Brandt *et al.* 1996b; Forster & Halpern 1996; Boller *et al.* 1997). Dans le cas de IRAS 13224-3809, Boller *et al.* (1997) ont même détecté une variation d'un facteur  $\simeq 60$  en 2 jours (cf. figure 3.15). Ces objets n'ont été vraiment étudiés que récemment et l'on sait encore peu de choses à leur

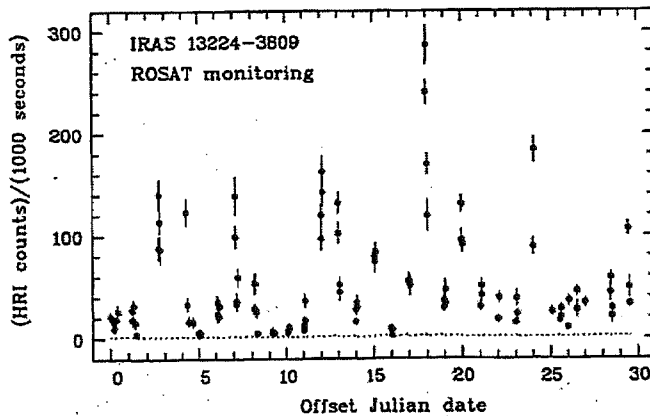


FIG. 3.15: Courbe de lumière de la NLS1 IRAS 13224-3809. On observe une variation d'un facteur  $\simeq 60$  entre le 16ème et le 18ème jour (Boller *et al.* 1997).

sujet. Les origines d'une si forte composante en X mou et d'une si importante variabilité sont encore inconnues. Il est possible que ces galaxies de Seyfert possèdent des trous noirs centraux de faibles masses ( $\simeq 10^6 M_\odot$ ), ce qui réduit les dimensions des régions centrales et peut expliquer leur variabilité rapide. De plus, pour de plus petites masses de trous noirs, le disque d'accrétion (si disque d'accrétion il y a) est plus chaud et peut donc émettre en X mou. Cela expliquerait alors le fort excès observé par ROSAT dans ce domaine de longueurs d'onde. Néanmoins, pour avoir la luminosité que l'on observe, ces objets doivent accréter à la limite d'Eddington (Pounds *et al.* 1995). C'est peut être la caractéristique des NLS1, à savoir un fort taux d'accrétion. Mais d'autres modèles sont possibles. Les NLS1 peuvent être des Sy 1 mais vues sous un très petit angle d'inclinaison. Des effets relativistes (dans un jet par exemple) permettent alors d'expliquer certaines des particularités de ces objets (Boller *et al.* 1996). La forte émission X mou peut également fortement ioniser la BLR et la rendre

indétectable sauf à grande distance ou les effets d'élargissement Doppler des raies sont plus faibles (Wandel & Boller 1998).

### 3.8 Conclusion

Le développement des techniques d'observations spatiales a permis d'obtenir, dans le domaine des hautes énergies, des résultats spectaculaires et nouveaux. Je souhaite en souligner quelques uns ici:

- Tout d'abord, les modèles d'illumination semblent les mieux placés pour expliquer, d'une part les composantes en réflexion (raie du Fer neutre et bosse vers  $\simeq 30$  keV) et d'autre part les variabilités, avec des délais inférieurs au jour, entre les continuums Optique-UV et X.
- L'anisotropie du rayonnement primaire, que l'on peut invoquer pour expliquer les forts rapports  $L_{UV}/L_X$ , peut également permettre d'expliquer les fortes largeurs équivalentes, dans certains objets, de la raie du Fer.
- L'existence possible de flots ionisés pour expliquer le WA permet d'envisager l'existence de phénomène d'éjection de matières au sein même du NAG. Cette hypothèse est également soutenue par la détection de jets de matières en Radio (cf. chapitre 5).
- Enfin, les modèles cherchant à associer ces différents phénomènes à l'existence d'une source X primaire non thermique se doivent d'expliquer la coupure du spectre aux alentours de quelques centaines de keV et la non détection d'une forte raie d'annihilation et d'une quelconque émission  $\gamma$ .

## Chapitre 4

# Les modèles en compétition

### Sommaire

4.1 Les modèles non-thermiques . . . . .	39
4.2 Les modèles thermiques . . . . .	42
4.3 Conclusion . . . . .	46

La compréhension des processus physiques passe par l'observation et la modélisation. Les observations des galaxies de Seyfert recouvrent un domaine d'énergie tellement large (de la Radio aux X durs), et semblent faire appel à tellement de processus différents (jets, émission de poussières, disque d'accrétion, plasmas relativistes,...) qu'il est difficile de rendre compte de tout. Différents modèles ont bien sûr été proposés et, pour présenter le contexte théorique dans lequel se place ma thèse, j'en étudie certains ici. Ils se regroupent en 2 sous-familles en fonction de la nature de la source haute énergie:

- les modèles non-thermiques: la source X est modélisée par un plasma de particules ultra-relativistes dont la distribution diffère nettement d'une Maxwellienne. En général, on prend une loi de puissance qui rend bien compte de la forme générale des spectres non-thermiques.
- les modèles thermiques: la source X primaire est un plasma thermique d'une température de quelques centaines de keV. Nous verrons par la suite que, bien que la distribution de particules soit dans ce cas-là une Maxwellienne, elle peut également engendrer un spectre de photons en loi de puissance.

De plus, si les observations favorisent fortement les modèles d'illumination, la géométrie globale du système source X/plasma réflecteur n'est que très peu contrainte. Certains font appel à la présence d'un disque d'accrétion, d'autres à une géométrie plutôt sphérique.

### 4.1 Les modèles non-thermiques

Le modèle non-thermique standard suppose un plasma relativiste sphérique de rayon  $R$ , dans lequel on injecte continuellement des électrons relativistes jusqu'à une énergie  $\gamma_{max}$  et

à un taux  $Q(\gamma) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  correspondant à la compacité  $l_h^1$ . Ces particules diffusent, par Compton Inverse (CI), les photons mous émis par une source "froide" de compacité  $l_s$ , que l'on modélise généralement par un corps noir piquant à l'énergie  $\epsilon_s \ll 1$  (par convention, j'exprime les énergies en unité  $m_e c^2$  ou  $m_e$  est la masse de l'électron). Dans la plupart des cas, on suppose ce champ de photons isotrope au niveau du plasma relativiste, ce qui est une approximation assez importante lorsqu'il est produit par un disque d'accrétion. On suppose, de plus, que  $l_s$  est suffisamment grand pour que, d'une part, le temps de refroidissement des particules soit bien inférieur à leur temps d'échappement et ensuite, pour négliger les photons émis par Compton Inverse par rapport aux photons mous émis par la source froide. Ce dernier point revient, en fait, à négliger les diffusions Compton multiples. La fonction de distribution des particules,  $n(\gamma) \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ , est alors régie par l'équation cinétique suivante:

$$\frac{\partial n(\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma}[\dot{\gamma} n(\gamma)] = Q(\gamma) \quad (4.1)$$

ou  $\dot{\gamma}$  est le taux de refroidissement des particules par CI. On peut voir cette équation comme une équation de conservation des particules dans l'espace des énergies,  $\dot{\gamma}$  jouant le rôle de vitesse le long de l'axe des énergies. Dans le cas stationnaire  $\frac{\partial n(\gamma)}{\partial t} = 0$  et la solution de l'équation (4.1) est:

$$n(\gamma) = \frac{1}{\dot{\gamma}} \int_{\gamma}^{\gamma_{max}} Q(\gamma) d\gamma \quad (4.2)$$

Finalement, si l'injection est monoénergétique à  $\gamma_{max}$  (i.e.  $Q(\gamma) = Q_0 \delta(\gamma - \gamma_{max})$ ) il vient:

$$n(\gamma) \propto \frac{1}{\dot{\gamma}} \propto \gamma^{-2}, \quad (4.3)$$

Dans le cas d'une injection en loi de puissance (i.e.  $Q(\gamma) \propto \gamma^{-s}$ ) jusqu'à  $\gamma_{max}$ , on trouve:

$$n(\gamma) \propto \gamma^{-(s+1)}, \text{ pour } s > 1 \quad (4.4)$$

Pour  $s < 1$  le problème est équivalent au cas d'une injection monoénergétique puisque l'intégrale de l'équation (4.2) est dominée par sa borne supérieure. Le spectre émis par CI a donc un indice spectral en énergie  $\alpha$  qui vaut:

$$\alpha = \begin{cases} 0.5 & \text{dans le cas monoénergétique ou lorsque } s < 1, \\ s/2 & \text{pour } s > 1. \end{cases} \quad (4.5)$$

On voit donc que, dans ce modèle, l'indice spectral ne peut être inférieur à 0.5. Les modèles non-thermiques de ce type ont en fait été développés dans les années 80 pour essayer de rendre compte de l'indice spectral X de  $\simeq 0.7$ , qui était effectivement celui que l'on observait avant la détection, par Ginga, de composantes en réflexion. Rien ne permet, à première vue, d'obtenir un tel indice sans fixer de manière ad hoc la valeur de  $s$ . Le problème reste le même pour obtenir l'indice spectral de 0.9 que l'on observe maintenant. Une solution est possible si l'on prend en compte la création de paires.

---

1. La compacité, pour une source de rayon  $R$  et de luminosité  $L$ , est définie par  $l = \frac{L}{R} \frac{\sigma_t}{m_e c^3}$ . On peut alors la relier à  $Q(\gamma)$  puisque  $L = \frac{4\pi R^3 m_e c^2}{3} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} Q(\gamma) d\gamma$

### 4.1.1 La création de paires

#### Indice spectral $\alpha \simeq 0.9$ entre 2 et 20 keV

Si l'on injecte les particules jusqu'à une énergie  $\gamma_{max} \gg 1$ , les photons émis par CI vont être suffisamment énergétiques pour former des paires électrons/positrons en interagissant avec les photons mous émis par la source froide (Zdziarski & Lightman 1985; Svensson 1987; Lightman & Zdziarski 1987). Pour des  $\gamma_{max}$  suffisamment élevés les paires créées ont une énergie suffisante pour diffuser à leur tour les photons mous par CI. Ces derniers vont alors former d'autres paires qui vont à leur tour diffuser d'autres photons et ainsi de suite. Cette cascade de paires s'arrête lorsque l'énergie de la  $k^{\text{ième}}$  génération de paires n'est pas assez importante pour diffuser les photons mous au dessus du seuil de création de paires. Un calcul simple montre qu'il faut  $\gamma_{max} \lesssim \epsilon_s^{2-k-1-1}$  (Svensson 1987). Dans le cas où la cascade de paires est saturée, c'est-à-dire lorsque tous les photons au dessus du seuil de création forment des paires, l'indice spectral du spectre émis atteint la limite  $\alpha = 1$ . Cette limite peut s'expliquer facilement. Supposons une distribution initiale de particules en loi de puissance d'indice 2 comme celle obtenue en équilibrant refroidissement Compton et injection monoénergétique (cf. équation (4.3)). Le spectre de la première génération de photons, par IC, aura un indice spectral en énergie  $\alpha_1 = 0.5$  (équation 4.5). Si l'on suppose que tous ces photons forment des paires avec une énergie sensiblement égale à celle du photon, la fonction de distribution des paires aura un indice spectral  $s_1 = \alpha_1 + 1 = 1.5$ . On se trouve alors dans le cas d'une distribution de particules en loi de puissance refroidit par Compton Inverse. La deuxième génération de photons émis aura alors un indice spectral  $\alpha_2 = 0.75$  (équation 4.5). Si la cascade continue, l'indice de la distribution de particules va tendre vers 2 et celui du spectre en énergie des photons vers 1. On peut jouer sur la compacité  $l_h$  et sur  $\gamma_{max}$  pour plus ou moins former de paires et obtenir des valeurs de  $\alpha \simeq 0.9$  (Svensson 1987). On montre qu'il faut  $l_s \gtrsim l_h \geq 60$  pour déclencher une cascade de paires. Dans le cas où la densité de photons mous est trop faible ( $l_s \leq l_h$ ), les diffusions CI d'ordre supérieures ne sont plus négligeables et les collisions Coulombiennes peuvent également devenir un processus de refroidissement important (Zdziarski *et al.* 1990b). Il est alors possible d'obtenir des indices  $\alpha \leq 0.5$ .

#### Cassure du spectre au dessus de 30 keV et forte émission X

Les paires ainsi formées se refroidissent et forment, à l'équilibre, un plasma thermique qui comptonise les photons X durs en X mous. Le processus est, bien sûr, d'autant plus efficace que le nombre de paires, et donc la profondeur optique associée  $\tau_{\gamma\gamma}$ , est importante. Cela produit un changement d'indice spectral  $\Delta\alpha \simeq 0.5$  dans le spectre des photons, aux alentours de  $1/\tau_{\gamma\gamma}^2$ . Au dessus de 100 keV le spectre est de nouveau plat et une importante émission X est attendue. Le spectre  $\gamma$  est, quant à lui, en loi de puissance d'indice  $\alpha_\gamma \simeq 2\alpha_X$  du fait de l'absorption  $\gamma - \gamma$  à haute énergie.

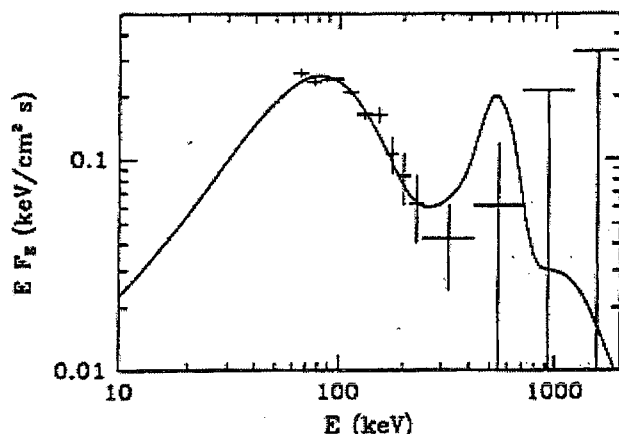


FIG. 4.1: Ajustement du spectre obtenu par OSSE de NGC 4151 par le modèle de paires non-thermiques. La raie d'annihilation est surestimée (Zdziarski et al. 1993).

### L'excès X mou et la raie d'annihilation

Ces mêmes paires peuvent également comptoniser les photons mous pour produire l'excès X mou observé dans un grand nombre de Seyferts (cf. section 3.3; Zdziarski & Coppi 1991). De plus, leur temps de refroidissement est si court qu'elles forment un plasma subrelativiste capable d'émettre une forte raie d'annihilation à 511 keV. La luminosité attendue dans cette raie est d'environ 10% de la luminosité totale.

#### 4.1.2 Les problèmes

Les modèles non-thermiques permettent d'obtenir de manière autoconsistante la distribution de particules et de photons avec un nombre très limité de paramètres. Ils se sont également facilement insérés dans le cadre des modèles d'illumination en supposant, par exemple, le plasma de particules relativistes au-dessus d'un disque d'accrétion. Ils font cependant abstraction d'un certains nombres de problèmes: les particules sont-elles ré-accélérées? Quelle est l'action de la création de paires sur le processus d'accélération? Ces différents points ont été assez rarement traités car ils font appel à la microphysique des plasmas et à des processus non locaux puisque des particules, à une position et une énergie données, modifient l'énergie de particules à une position différente au sein du plasma. De plus, la coupure observée aux alentours de 100 keV et la non détection de raies d'annihilation par le satellite OSSE sont autant de résultats observationnels que ce modèle ne permet pas d'expliquer (cf figure 4.1).

## 4.2 Les modèles thermiques

### 4.2.1 Le modèle de couronne

Le modèle thermique le plus étudié actuellement est le modèle de couronne. Il suppose l'existence d'un plasma thermique de quelques centaines de keV (la couronne) prenant en "sandwich" un disque d'accrétion froid d'une température de quelques dizaines d'eV (cf.

figure 4.2). Il suppose, en plus, qu'une fraction  $f$  de l'énergie d'accrétion est libérée dans cette couronne. Enfin, disque et couronne sont radiativement couplés puisque cette dernière se refroidit par Compton Inverse sur les photons UV émis par le disque, alors que celui-ci est chauffé par l'émission X de la couronne. Cette boucle radiative permet de déterminer le facteur d'amplification Compton  $C = 1 + L_{\text{Compton}}/L_{\text{disque}}$  en fonction de  $f$ , de l'albédo du disque et du facteur d'anisotropie de l'émission Compton. L'équilibre radiatif de ce système a été étudié par Haardt & Maraschi (1991) et Haardt & Maraschi (1993) et les résultats qu'ils obtiennent se résument de la manière suivante:

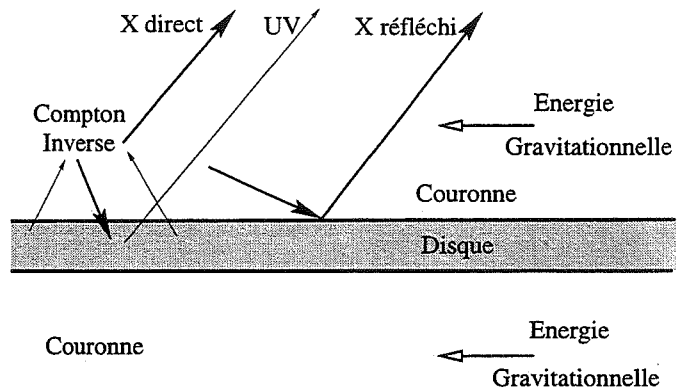


FIG. 4.2: Modèle de couronne

- pour des valeurs de  $f \simeq 1$  (c'est à dire lorsque la majorité de l'énergie d'accrétion est libérée dans la couronne) le facteur d'amplification Compton  $C \simeq 3$ , ce qui implique un paramètre de Comptonisation  $y$  de l'ordre de l'unité (cf. annexe B). On se retrouve en fait dans les conditions décrites au paragraphe B.2 de cette annexe à savoir celles d'un plasma relativiste thermique et optiquement mince. Le spectre est alors en loi de puissance et l'équation (B.23) montre que l'indice spectral de l'émission X est relativement indépendant de l'épaisseur optique de la couronne et vaut  $\simeq 1$ . Une étude plus détaillée, prenant en compte la valeur précise de l'albédo du disque et l'anisotropie du rayonnement Compton, permet de remonter à la valeur exacte de  $C$  et donc à la relation précise reliant la température  $T_c$  de la couronne et sa profondeur optique  $\tau_c$  (cf. équation (B.24) de l'annexe B).
- Si la couronne est dominée par des paires électrons-positrons sa profondeur optique est alors directement reliée à la compacité de la couronne  $l_c = \sigma_T L H / (m_e c^2 R^2)$  où  $H$  est l'épaisseur de la couronne,  $R$  le rayon du disque et  $L$  la luminosité totale du système. La relation précédente, qui liait  $T_c$  à  $\tau_c$  donne alors une relation entre  $T_c$  et  $l_c$ . Pour des valeurs de compacités observées, ce modèle prédit des températures de couronne de quelques centaines de keV qui rendent bien compte de la coupure exponentielle du spectre haute énergie des Seyferts.
- le flux UV est de l'ordre de grandeur du flux X car, dans le cadre des plasmas thermiques, l'effet d'anisotropie du processus Compton est relativement faible.
- Du fait de la géométrie du problème, le modèle prédit des courbes de lumières UV et X parfaitement corrélées sur toutes les échelles de temps.

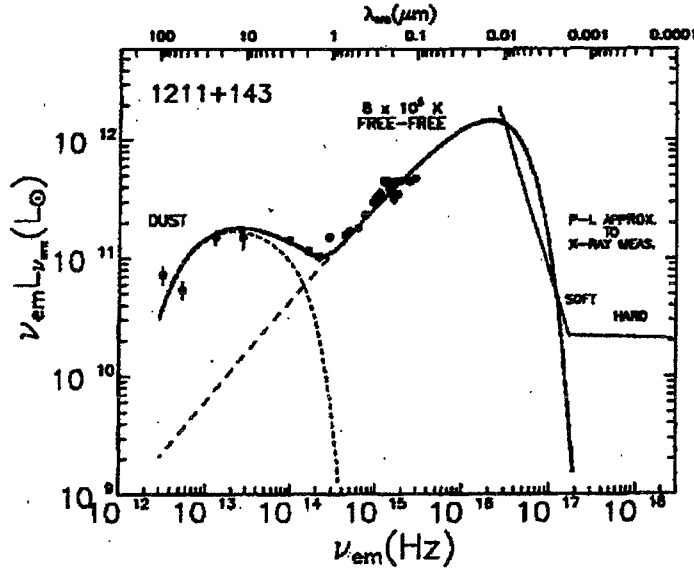


FIG. 4.3: Ajustement du spectre du quasar PG 1211+143 de l'Infrarouge lointain à l'X mou avec un modèle d'émission libre-libre et de poussières. Sont représentés en traits courts, le spectre émis par les poussières et en traits longs, l'émission libre-libre à une température de  $8 \times 10^5$  K. Le spectre X est ajusté par une loi de puissance (Barvainis 1993).

Si les 2 premiers points semblent bien rendre compte des observations, ce n'est pas le cas des 2 derniers puisque l'on observe des objets avec des rapports  $L_{UV}/L_X \geq 1$  (Walter & Fink 1993) et des variabilités non corrélées (Ulrich *et al.* 1997). Une solution possible est de faire appel à une couronne inhomogène, composée de différentes régions actives bien distinctes laissant passer entre elles l'émission UV du disque (Galeev *et al.* 1979; Haardt *et al.* 1994). Différents modèles de couronnes existent actuellement et ils diffèrent principalement dans la manière dont cette couronne se forme, c'est à dire dont le moment angulaire du disque est dissipé dans la couronne (Nakamura & Osaki 1993; Svensson & Zdziarski 1994; Zycki *et al.* 1995).

#### 4.2.2 Le modèle libre-libre

L'émission libre-libre (ou rayonnement Bremsstrahlung) d'un plasma d'une température  $\simeq 10^5 - 10^6$  K a été suggérée par Barvainis (1990, 1993) pour expliquer l'origine du "Big Blue Bump" (cf. figure 4.3). Entre autres avantages, par rapport à l'émission d'un disque d'accrétion, l'émission libre-libre permet d'expliquer la forme relativement constante du spectre UV pour des objets de luminosités très différentes. Ceci découle directement des caractéristiques du rayonnement de Bremsstrahlung qui sont indépendantes de la masse du trou noir central (à la différence de l'émission d'un disque d'accrétion standard). D'un autre côté, le spectre de l'émission libre-libre recouvre un intervalle de fréquence relativement large qui lui permet de reproduire à la fois l'émission UV et Optique des Noyaux actifs. Cela permet donc d'expliquer naturellement les variabilités simultanées observées entre ces 2 domaines de longueur d'onde sans avoir besoin de faire appel aux modèles d'illumination. Le rayonnement de Bremsstrahlung a ainsi été utilisé dans certains modèles tentant de reproduire le spectre Optique-UV-X des NAGs. Ces modèles ne font plus appel à une géométrie de disque d'accrétion mais plutôt



à une géométrie d'accrétion sphérique d'un plasma froid, sous forme de nuages plus ou moins denses, entourant la source thermique haute énergie. Le spectre observé est donc le mélange d'un spectre en émission provenant des nuages (de l'Optique à l'UV), et en réflexion et transmission de la source X primaire. Dans le cas de densités faibles, l'émission des nuages dans le domaine Optique-UV est dominée par le processus libre-libre et l'on peut ainsi profiter des différents avantages, dont j'ai précédemment parlés, de cette source de rayonnement. On peut résumer les différentes caractéristiques de ces modèles de la manière suivante:

- pour que l'émission Optique-UV des nuages soit de l'ordre de l'émission X primaire (comme on l'observe effectivement), les nuages doivent avoir une densité de colonne relativement élevée pour intercepter une importante partie du rayonnement haute énergie central (Collin-Souffrin *et al.* 1996). Cela demande donc des tailles de nuage assez importantes environ 10 fois supérieures à celles nécessaires pour un milieu optiquement épais.
- la source primaire est ainsi complètement entourée de matière et est donc partiellement absorbée.
- pour la même raison, le nombre de réflexion que peut subir un photon avant de sortir du système est assez important et par conséquent cela augmente la fraction de la composante réfléchie dans le spectre final.
- le fait que les photons puissent subir un grand nombre de diffusions avant de s'échapper permet également d'expliquer les profils larges et rougis des raies du spectre X comme ceux de la raie du Fer, sans qu'il soit nécessaire de faire appel à des effets relativistes dus à la proximité d'un trou noir.

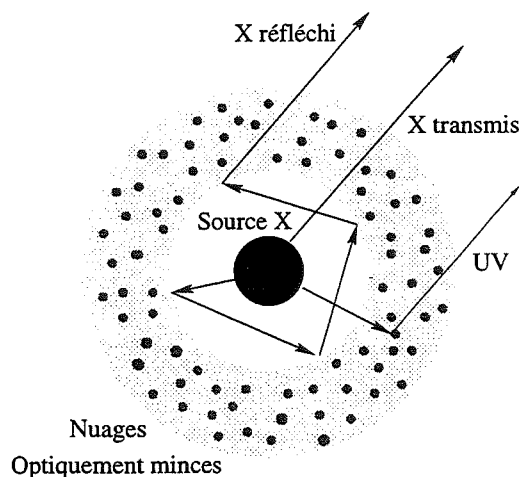


FIG. 4.4: Modèle d'accrétion sphérique et d'émission libre-libre

### 4.2.3 Les problèmes

Les principaux problèmes des modèles thermiques sont liés à la variabilité. L'émission X des galaxies de Seyfert est effectivement variable sur des échelles de temps de quelques centaines de secondes et il est assez difficile de thermaliser un plasma en si peu de temps. Ghisellini *et al.* (1998) ont cependant montré qu'un plasma d'électrons relativistes peut thermaliser en quelques fois le temps caractéristique de refroidissement Synchrotron en réabsorbant sa propre émission Synchrotron. Mais les plus fortes contraintes viennent principalement des variabilités simultanées observées entre différentes longueurs d'onde. Il est ainsi assez difficile

d'expliquer, dans les modèles de couronnes inhomogènes par exemple, la variabilité simultanée X-UV de objets.

### 4.3 Conclusion

Cette présentation n'est bien sûr pas exhaustive et il existe bien d'autres modèles de l'émission haute énergie des Seyferts. J'ai simplement cherché à souligner les grandes lignes théoriques qui sont les plus étudiées actuellement. Comme on a pu le constater, chaque modèle a ses qualités et ses faiblesses et il n'est pas si simple d'en privilégier un par rapport à un autre. A mon avis, la mise à l'écart des modèles non-thermiques, due principalement aux résultats de OSSE, s'est faite trop rapidement et l'on a jamais vraiment cherché à modéliser de manière plus réaliste la source X non-thermique (par exemple les récents travaux de (Tsuruta & Kellen 1995), sur un modèle de couronne non-thermique, satisfait aux différentes contraintes de l'émission hautes énergies des Seyferts par une prise en compte plus précise de la géométrie de la source non-thermique). D'un autre côté, le développement des modèles thermiques se fait trop souvent en négligeant les contraintes observationnelles de variabilités. Il y a donc des améliorations à faire dans les 2 directions.

## Chapitre 5

# Émission Radio et Infrarouge

### Sommaire

5.1	Une émission Radio pas si faible que ça . . . . .	47
5.2	Une émission Infrarouge d'origine plutôt thermique . . . . .	49
5.3	Conclusion . . . . .	54

Avant de conclure sur ces généralités, je tiens à aborder ici 2 domaines d'énergie qui n'ont pas un lien direct avec les problèmes que j'ai abordés durant ma thèse. Les émissions Radio et Infrarouge des galaxies de Seyfert possèdent cependant des caractéristiques très intéressantes pour la cohérence et la compréhension des différents résultats que j'obtiens. J'en fais donc une rapide revue ici.

### 5.1 Une émission Radio pas si faible que ça

Les galaxies spirales "normales" (i.e. ne possédant pas de noyaux actifs) ont une puissance Radio comprise entre  $10^{20}$  et  $10^{23}$  W Hz<sup>-1</sup> dans le domaine centimétrique. Les galaxies de Seyfert émettent, pour les plus faibles d'entre elles,  $10^{22}$  W Hz<sup>-1</sup> et peuvent atteindre  $10^{25}$  W Hz<sup>-1</sup> (Meurs & Wilson 1984) soit, en moyenne, plusieurs ordres de grandeurs de plus. Si l'émission Radio d'une galaxie peut avoir différentes origines (cœur central, disque galactique et flots de matière), on s'est rapidement aperçu que, dans la plupart des Seyferts, la grande majorité du flux Radio provenait surtout des régions centrales et était donc associée, d'une manière ou d'une autre, au noyau actif. Les premières études statistiques menées sur l'émission Radio des Seyferts semblaient montrer une émission Radio nucléaire plus forte en moyenne pour les Sy 2 que pour les Sy 1 (Meurs & Wilson 1981; Ulvestad & Wilson 1984). Il semble cependant que cela soit dû un effet de sélection puisque l'échantillon de Markarian, alors étudié, ne prenait pas en compte les Sy 2 faibles en Radio. Des travaux plus récents, effectués sur des échantillons complets, ne montrent plus de telles tendances (Edelson 1987; Ulvestad & Wilson 1989; Giuricin *et al.* 1990; Rush *et al.* 1996). Le spectre Radio moyen semble également identique entre Sy 1 et Sy 2, en loi de puissance d'indice  $\simeq 0.7$  entre 6 et 20 cm, signature de l'émission synchrotron d'un plasma non-thermique (Edelson 1987; Rush

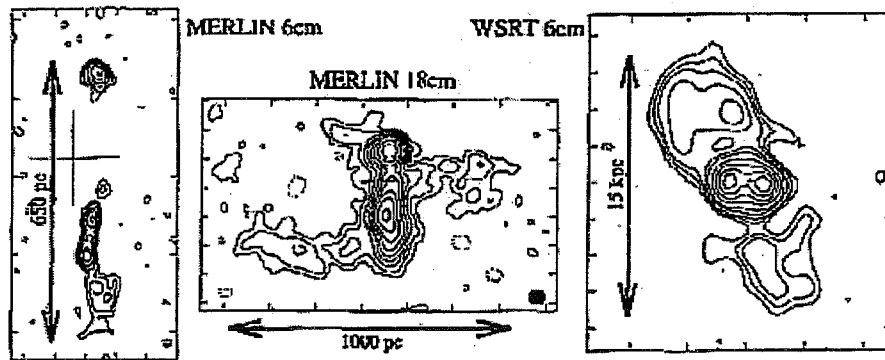


FIG. 5.1: Structure Radio linéaire de Mrk 6 (Capetti et al. 1995a)

et al. 1996). Dans les années 80, l'apparition de télescopes tels que le VLA ou MERLIN (pour la VLBI) a permis l'apparition d'un nombre important de cartes Radio de galaxies de Seyfert dans les ondes centimétriques. On a pu alors atteindre des sensibilités inférieures au milli-Jansky ( $10^{-33} \text{ W Hz}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ) et des résolutions bien inférieures à la seconde d'arc. Ces différents travaux ont montré que l'émission Radio des galaxies de Seyfert pouvaient s'observer sur 2 échelles différentes. La première, inférieure au kilo-parsec, montre, en plus de l'émission non résolue provenant du NAG, l'existence de structures linéaires ou diffuses dans environ 60% des Seyferts (Ulvestad & Wilson 1989). Les structures diffuses pourraient être associées à des régions de formation d'étoiles. Par contre, les structures linéaires ressemblent beaucoup aux jets observés dans les Radios galaxies (voir figure 5.1) et l'on pense généralement qu'elles sont liées au noyau actif central. De plus, on observe une très forte corrélation spatiale entre ces "jets" et la NLR, comme dans le cas de la galaxie Mrk 3 (voir figure 5.2). S'il est donc possible que la NLR soit photo-ionisée par le coeur central, en ayant cet aspect caractéristique de cône d'ionisation, la source ionisante peut également provenir de chocs au sein de ces structures linéaires (Capetti et al. 1995b). Cela pourrait aussi expliquer que le paramètre d'ionisation, mesuré à partir de certains rapports de raies, soit constant, ou même augmente dans certains cas avec la distance au centre, ce qui nécessite une source locale d'ionisation (Capetti et al. 1996). L'orientation de ces structures linéaires semble être assez aléatoire, car on observe aucune tendance d'alignement avec le petit ou le grand axe de la galaxie hôte (Ulvestad & Wilson 1984; Clarke et al. 1998).

On détecte également des flots Radio sur une échelle plus grande, supérieure au kilo-parsec, dans la majorité des galaxies de Seyfert (Baum et al. 1993, Colbert et al. 1996a). La taille moyenne de ces flots est comprise entre 1 et 5 kpc avec des exceptions, comme NGC 4945, où la taille du flot atteint 30 kpc. On est quand même assez loin des jets de plusieurs centaines de kpc observés dans les Radios galaxies (Fanaroff & Riley 1974). L'origine de ces structures à grande échelle n'est pas bien claire. Elles pourraient être reliées aux structures linéaires, à plus petite échelle, dont j'ai précédemment parlées, et donc au noyau central. Mais on n'observe

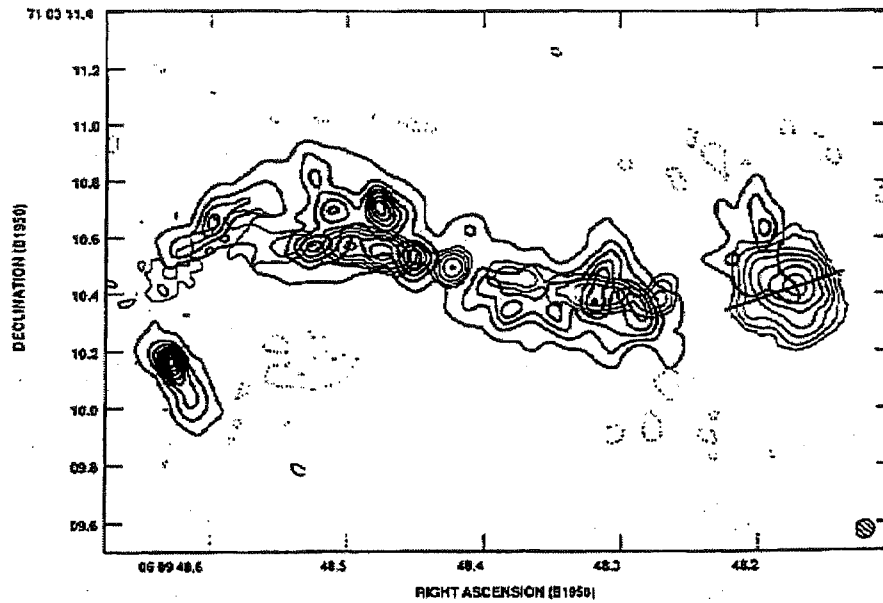


FIG. 5.2: Corrélation spatiale jet/NLR dans Mrk 3. Les contours Radio sont tracés en fin et les contours de la raie d'émission [OIII] en épais (Capetti et al. 1995b)

aucun alignement entre ces deux structures, les flots à grande échelle étant préférentiellement alignés avec le petit axe de la galaxie hôte (Baum *et al.* 1993). Il faudrait alors faire appel à un processus qui détournerait le flot à grande distance. L'origine de ces vents de matière peut également provenir de régions de formation d'étoiles comme on en observe dans les galaxies "starburst" (Chevalier & Clegg 1985, Baum *et al.* 1993). Enfin ces grandes structures sont relativement bien corrélées spatialement avec la NLR étendue et il est fort probable qu'elles en soient la source d'énergie principale (Colbert *et al.* 1996b). Les résolutions spatiales de  $\simeq 1$  arcsec des satellites AXAF et XMM devrait apporter de plus amples précisions à ce sujet.

## 5.2 Une émission Infrarouge d'origine plutôt thermique

Les galaxies de Seyfert sont des objets possédant une luminosité Infrarouge (IR) très importante que l'on estime, en moyenne, à environ 40% de leur luminosité bolométrique (Sanders *et al.* 1989). Dans le cas de NGC 1068 par exemple, 75% du flux total est émis au dessus de  $3\mu\text{m}$ . La moitié d'entre elles possèdent même une luminosité à  $60\mu\text{m}$  supérieure à  $\simeq 10^{10} L_{\odot}$  (Miley *et al.* 1985). L'origine de ce continuum IR n'est pas encore clairement comprise. A la différence des NAGs forts émetteurs Radio, comme les objets BL Lacertae, le continuum IR des galaxies de Seyfert ne semble ni rapidement variable ni fortement polarisé, comme on l'attendrait d'une émission d'origine non-thermique. Le seul rapprochement possible est l'existence, pour certaines Seyferts, d'un spectre bien décrit par une loi de puissance d'indice

spectral  $\alpha_{IR-opt} \simeq 1.2$  (Edelson & Malkan 1986) et donc assez plat (en  $\nu F_\nu$ ) de l'Infrarouge lointain à l'Optique. C'est plutôt ce dernier point qui a favorisé, à partir du milieu des années 70, le développement de modèles non-thermiques pour expliquer le continuum IR des Seyferts. On supposait alors l'existence d'une population électronique, rayonnant par effet synchrotron sur le champ magnétique présent au sein du NAG (Zdziarski 1986, Band 1987). Ces travaux étaient en accord avec l'observation, dans certains objets, d'étroites corrélations entre l'émission IR et l'émission X (Malkan 1984a, Carleton *et al.* 1987), cette dernière étant supposée, par des contraintes énergétiques et de variabilités, d'origine non-thermique (cela changea par la suite cf. chapitre I.3).

Avec des observations plus nombreuses et plus précises, à la fois en IR proche ( $1-5\mu\text{m}$ ), moyen ( $5-20\mu\text{m}$ ) et lointain ( $20-1000\mu\text{m}$ ), et l'utilisation de satellites IR comme IRAS (InfraRed Astronomical Satellite, lancé en 1983, avec l'observation possible dans quatre longueurs d'onde 12, 25, 60 et  $100\mu\text{m}$ ) et ISO (Infrared Satellite Observatory, lancé en 1995 et couvrant le domaine  $2.5-240\mu\text{m}$ ), la tendance est plutôt passée en faveur des modèles thermiques. L'émission IR des Seyferts s'explique alors par la présence de poussières, chauffées à des températures de quelques dizaines à quelques centaines de degré K, et réparties à quelques parsecs autour du noyau actif central. Différents auteurs avaient déjà suggéré une émission IR d'origine thermique (Rees *et al.* 1969, Bollea & Cavaliere 1976) et de nombreuses observations sont venues confirmer cette idée:

- On a pu, tout d'abord, obtenir des mesures de plus en plus précises du spectre, du sub-millimétrique à l'Infrarouge lointain (Edelson *et al.* 1988, Hughes *et al.* 1993). On attend effectivement, dans cette bande d'énergie, une coupure spectrale importante entre l'Infrarouge lointain et l'émission Radio millimétrique, beaucoup plus faible. On a pu donc mesurer l'indice spectral sub-millimétrique correspondant,  $\alpha_{sm}$ , et celui-ci a une valeur significativement supérieure à la valeur limite de 2.5 prévue par les modèles non-thermiques et associée à l'auto-absorption de l'émission synchrotron (Rybicki & Lightman 1979). Hughes *et al.* (1993) obtiennent par exemple une valeur moyenne  $\langle \alpha_{sm} \rangle \simeq 3.8$  sur un petit échantillon de galaxies de Seyfert (cf Figure 5.3). C'est, par contre, une valeur en accord avec une émission thermique de poussières, si on se donne une dépendance fréquentielle correcte de l'émissivité des grains.
- On observe ensuite, dans la majorité des spectres, un minimum aux alentours de  $1\mu\text{m}$  dans les diagrammes  $\log(\nu F_\nu)$  vs.  $\log(\nu)$  (Neugebauer *et al.* 1987; McAlary & Rieke 1988; Sanders *et al.* 1989). Il est précédé par une bosse entre 1 et  $10\mu\text{m}$  dont le maximum se situe aux alentours de  $3-5\mu\text{m}$  (Edelson & Malkan 1986). Ces 2 caractéristiques s'expliquent naturellement par la présence de poussières, chauffées par le rayonnement Optique/UV émis par la source centrale (Barvainis 1987). Le minimum à  $1\mu\text{m}$  correspond, de plus, à une température de  $\simeq 2000\text{ K}$ , caractéristique de la sublimation des grains de poussières (de graphite plus particulièrement). A partir d'une luminosité Optique/UV moyenne d'une galaxie de Seyfert, on peut alors déduire la distance minimale

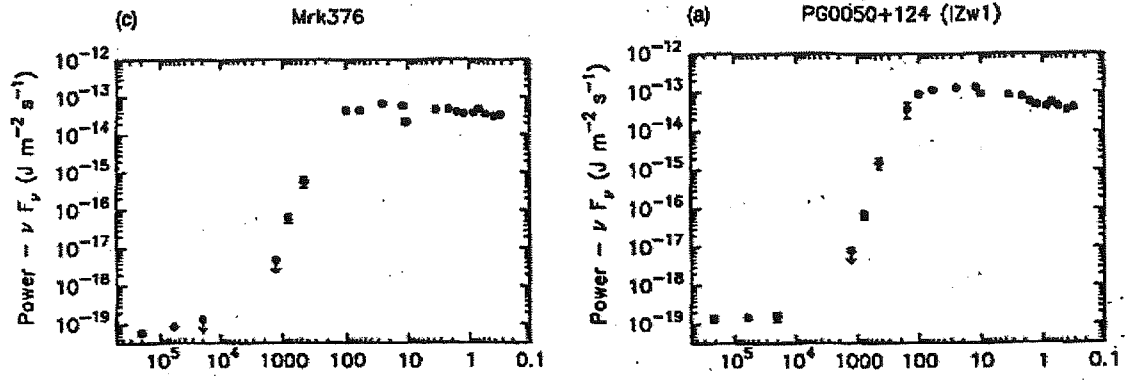


FIG. 5.3: Spectres Radio-Infrarouge de 2 galaxies de Seyfert. On visualise clairement la forte coupure spectrale entre la Radio et l'Infrarouge lointain, signature de l'émission thermique par de la poussière (Hughes et al. 1993).

de présence de poussières autour du trou noir central, soit  $\simeq 1$  pc.

- Enfin, les modèles thermiques prédisent une variabilité Infrarouge de l'ordre de quelques mois à  $1\mu\text{m}$  et de plusieurs centaines d'années à  $100\mu\text{m}$ , ce qui est en accord avec la non-variabilité des mesures IRAS dans l'Infrarouge lointain (Edelson & Malkan 1987) et des observations Optique-proche Infrarouge (Done *et al.* 1990; Hunt *et al.* 1992). On attend, dans le cadre des modèles non-thermiques, que l'émission synchrotron, provenant de régions compactes, varie sur des échelles de temps de quelques heures voire quelques minutes. Il se peut cependant que cette émission soit limitée par des propriétés intrinsèques à la région émettrice, comme l'intensité du champ magnétique ou la taille de la région (Celotti *et al.* 1991). Ce fut le sujet de mes travaux observationnels décrits dans la troisième partie de cette thèse.

Un autre résultat soutenant les modèles de poussières a été obtenu par Clavel *et al.* (1989). Ces auteurs ont effectivement détecté, dans la galaxie Fairall 9, un délai de  $\simeq 400$  jours entre des variations observées en UV et celles observées en proche Infrarouge. Ce délai est tout à fait en accord avec une distance de  $\simeq 1$  pc entre les premiers grains de poussières et les régions centrales de l'AGN émettant l'UV.

Ces modèles thermiques d'émission de poussières s'insèrent aisément dans le cadre du modèle d'unification décrit au début de cette partie, les poussières se rassemblant sous forme de tore autour de l'objet central. Mais si cette géométrie semble bien rendre compte des observations, du point de vue énergétique (Storchi-Bergmann *et al.* 1992), il reste encore à comprendre certains résultats spectraux, comme l'absence de raies en émission des silicates (aux alentours de  $10\mu\text{m}$ ) dans la plupart des Seyferts, alors que l'on détecte des raies en absorption (principalement d'ailleurs dans les Sy 2, Roche *et al.* 1991). Cela peut aussi révéler la présence

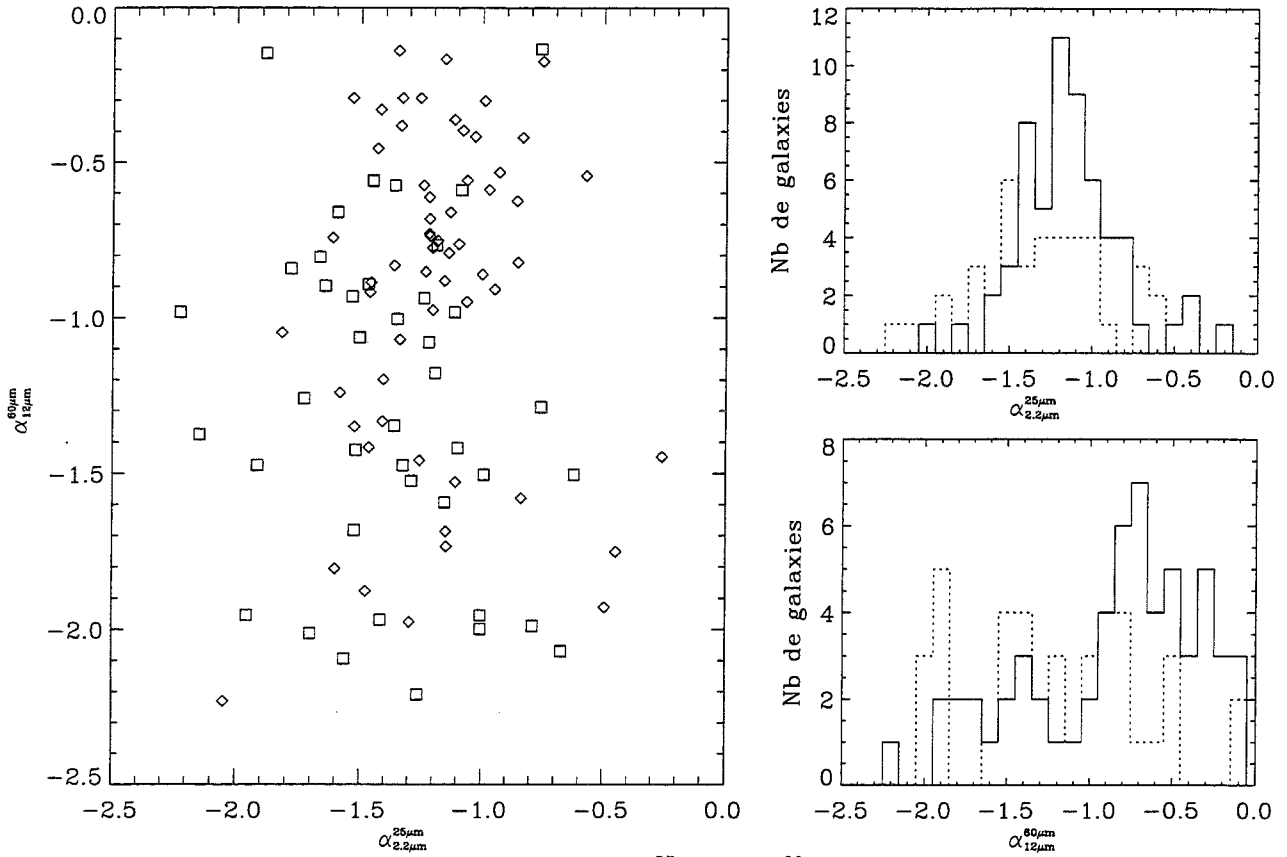


FIG. 5.4: Distributions des indices spectraux  $\alpha_{25\mu m}^{25\mu m}$  et  $\alpha_{12\mu m}^{60\mu m}$  obtenues à partir des données de Lipovetsky et al. (1988). Les carrés et les histogrammes en pointillé correspondent aux Seyfert 2, les losanges et les histogrammes en continu aux Seyfert 1. Les distributions des indices spectraux  $\alpha_{2.2\mu m}^{25\mu m}$  et  $\alpha_{12\mu m}^{60\mu m}$  sont significativement différentes (au sens du test de Kolmogorov-Smirnov) entre Sy 1 et Sy 2 à un niveau de confiance de, respectivement, 95% et 99%.

d'une quantité de poussières intrinsèquement plus importante dans les Sy 2 que dans les Sy 1. Certaines études montrent d'ailleurs que le spectre des Sy 2 est, en moyenne, plus pentu en Infrarouge proche et moyen que celui des Sy 1, signature d'un spectre thermique et donc de la présence de poussières (Edelson *et al.* 1987, Maiolino *et al.* 1995). J'ai reporté, figure 5.4, la répartition des indices spectraux entre 2.2 et 25  $\mu m$  et entre 12 et 60  $\mu m$  obtenue à partir des données extraites du catalogue de galaxies de Seyfert de Lipovetsky *et al.* (1988). L'échantillon regroupe 59 Sy 1 et 42 Sy 2 mais il n'est pas complet. Il se peut que des effets de sélection (comme la dépendance du spectre avec la luminosité de l'objet) perturbent les résultats. Ils confirment cependant ceux obtenus par Edelson *et al.* (1987) puisque les distributions des indices spectraux  $\alpha_{2.2\mu m}^{25\mu m}$  et  $\alpha_{12\mu m}^{60\mu m}$  sont significativement différentes (au sens du test de Kolmogorov-Smirnov) entre Sy 1 et Sy 2 à un niveau de confiance de, respectivement, 95% et 99%. Les valeurs moyennes obtenues sont en accord avec celles de Edelson *et al.* (1987), avec pour les Sy1  $\alpha_{2.2\mu m}^{25\mu m} \simeq 1.2$  et  $\alpha_{12\mu m}^{60\mu m} \simeq 0.9$ , et pour les Sy 2  $\alpha_{2.2\mu m}^{25\mu m} \simeq \alpha_{12\mu m}^{60\mu m} \simeq 1.3$ .



Enfin de très récentes observations du satellite Infrarouge ISO, combinées à des données IRAS, semblent montrer une distribution bimodale de la poussière, de l'Infrarouge moyen à l'Infrarouge lointain, dans certaines galaxies de Seyfert (Rodriguez Espinosa *et al.* 1996, Rodriguez Espinosa & Perez Garcia 1997). Une partie de l'émission Infrarouge serait émise par des poussières "froides", de température moyenne aux alentours de 30 K. Celles-ci seraient associées à des régions de formation d'étoiles présentes dans la galaxie hôte. Une seconde composante du spectre serait due à des poussières plus chaudes, d'une température moyenne de 170 K et associées, plus particulièrement, aux régions centrales du NAG (cf figure 5.5). Je tiens cependant à souligner que les données IRAS et ISO semblent incohérentes les unes par rapport aux autres, surtout dans l'Infrarouge moyen. En effet, on observe jusqu'à un facteur 5 entre les différentes données de NGC 4151 à 16  $\mu\text{m}$ . Serait-ce du à des problèmes de calibration entre les données ou simplement à une variation d'intensité entre les observations ISO et IRAS? De plus, les observations en proche Infrarouge ne sont pas présentes dans ces travaux alors qu'elles peuvent fortement modifier l'aspect général du spectre. Il me semble donc qu'il faut utiliser ces résultats avec précautions, tant qu'aucune autre observation ne vient les confirmer.

Il est bon aussi de souligner que l'Infrarouge n'est pas un domaine d'observation facile: tout d'abord techniquement, les caméras Infrarouges ne sont pas aussi performantes que les caméras visibles; ensuite, dans ce domaine de fréquences, les sources de bruits sont multiples (Geoffroy 1998). Les différentes méthodes de traitement peuvent alors conduire à des différences en flux de l'ordre de 20% (Hughes *et al.* 1993). Enfin, l'émission propre de la galaxie hôte du noyau actif peut fortement contaminer les mesures et il devient alors délicat de

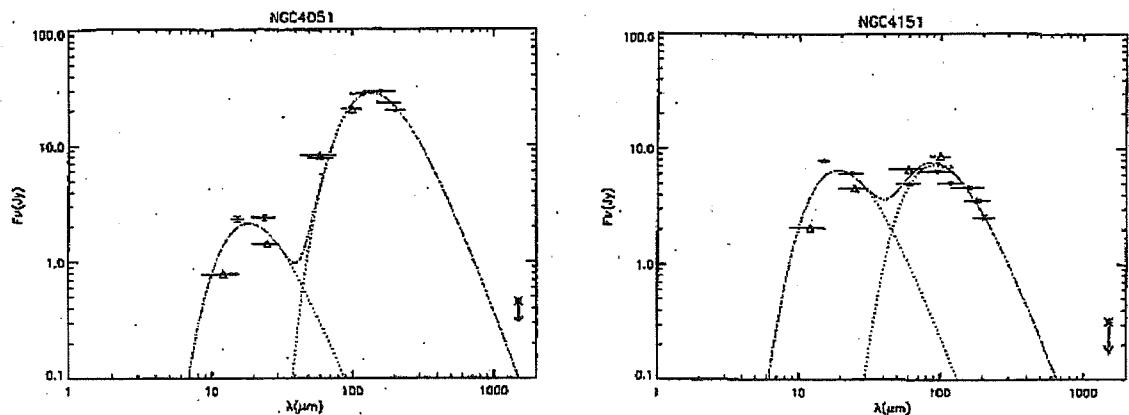


FIG. 5.5: Émission bimodale de poussières dans 2 galaxies de Seyfert. L'ajustement des données est obtenu à partir de 2 corps noirs piquants à 30 et 170 K en moyenne. Les poussières froides seraient associées aux régions de formation d'étoiles présentes dans la galaxie hôte du NAG. L'émission des poussières chaudes proviendrait de régions plus proches du noyau central (Rodriguez Espinosa *et al.* 1996).

comparer des flux mesurés avec des ouvertures différentes.

### 5.3 Conclusion

Les observations IR semblent clairement montrer la présence de poussières à proximité du noyau central, comme en témoigne les spectres plutôt dominés par une émission d'origine thermique. Cette émission atteint cependant un minimum aux alentours de  $1\mu m$  et si de quelconques processus non-thermiques peuvent également émettre dans ce domaine d'énergie, c'est à cette longueur d'onde que leur détection sera la plus favorable (cf. partie III).

Les cartes Radio, quant à elles, laissent entrevoir la présence de flots de matières parfois assez bien collimatés pour que l'on puisse parler de jets, à l'image de ceux observés sur plusieurs kpc dans les Radio galaxies. Il est donc possible que des structures d'éjection soient présentes au sein même des galaxies de Seyfert. Cette idée sera à la base du modèle d'émission haute énergie que je décris dans la partie suivante.

Deuxième partie

**Et si on parlait modèles!**

# Chapitre 1

## Le modèle de réillumination anisotrope

### Sommaire

1.1	Le processus Compton Inverse Anisotrope . . . . .	59
1.2	Le modèle de réillumination anisotrope . . . . .	65
1.3	Conclusion . . . . .	77

Les différents résultats observationnels décrits dans la partie précédente nous ont menés à développer un modèle relativement cohérent du noyau central d'une galaxie de Seyfert. Le schéma qualitatif de ce modèle est présenté sur la figure 1.1. On suppose l'existence d'un disque d'accrétion libérant, dans ses régions centrales, un jet suffisamment peu puissant pour qu'il s'arrête à quelques rayons de Schwarzschild au-dessus du disque en donnant naissance à un choc. Ce choc (appelé aussi par la suite la source chaude) accélère les particules formant le jet à des énergies ultrarelativistes (principalement les électrons) et ces dernières se refroidissent, par processus Compton Inverse, sur le rayonnement UV du disque en émettant un fort rayonnement X. Le disque réémet d'ailleurs principalement l'énergie qu'il reçoit de la source chaude. On retrouve ainsi tous les avantages des modèles d'illumination puisqu'une telle géométrie permet d'expliquer:

- la variation simultanée des continuums Optique et UV.
- la corrélation entre les continuums Optique-UV et X avec des délais de l'ordre du jour
- la détection de composantes en réflexion dans le spectre X: raie de fluorescence du Fer et excès aux alentours de 30 keV.

La structure d'accrétion-éjection permet, de plus, de rendre compte des observations Radio qui semblent indiquer la présence de jets plus ou moins collimatés sur des échelles de quelques centaines de parsecs (cf. chapitre I-5). Dans le cadre de ce modèle, ces flots correspondraient à la matière post-choquée s'évacuant après le choc. D'un autre côté, dans une telle géométrie, le rayonnement UV perçu par la source chaude est fortement anisotrope puisqu'il ne couvre

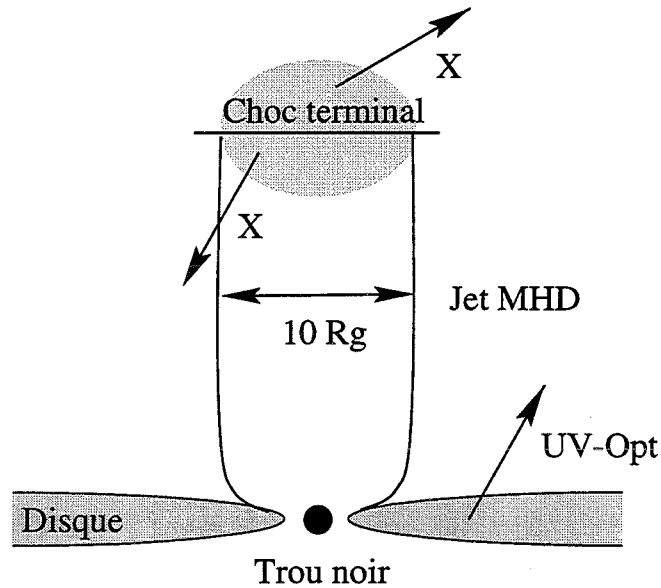


FIG. 1.1: Schéma possible d'un cœur de galaxie de Seyfert. Un jet, émis dans les régions internes d'un disque d'accrétion, s'arrête à quelques rayons de Schwarzschild du trou noir central en donnant naissance à un choc. Ce dernier permet d'accélérer les particules à des énergies ultra-relativistes. Cette source non-thermique diffuse alors, par Compton Inverse, les photons UV émis par le disque d'accrétion en libérant un fort rayonnement X.

qu'un angle solide de  $2\pi$  dans le cas d'un disque infini. Comme l'on montré Ghisellini *et al.* (1991), cela modifie de manière importante la distribution angulaire de l'émission Compton Inverse et, dans le cas qui nous intéresse, la grande majorité du rayonnement est alors émise en direction du disque d'accrétion. Il est possible, de cette manière, d'expliquer les rapports  $L_{UV}/L_X \geq 1$  et les importantes largeurs équivalentes de la raie du Fer observées dans certains objets, deux résultats qui semblent en contradiction avec une émission isotrope de la source X primaire. Enfin, l'hypothèse que cette source soit d'origine non-thermique peut sembler en désaccord avec les observations puisque, comme je l'ai montré au chapitre I.4, les modèles non-thermiques semblent avoir des difficultés à expliquer la coupure spectrale observée à quelques centaines de keV et la non détection d'une forte raie d'annihilation. Nous verrons cependant que cela peut se corriger par une modélisation plus réaliste de la source chaude. C'est un point fondamental de mon travail que je développe au chapitre II.6.

Durant ma thèse, j'ai donc été mené à revoir, dans le cadre des modèles d'illumination, la physique des modèles non-thermiques en soulignant l'importance d'une illumination anisotrope. Les structures d'accrétion-éjection développées par Johnatan Ferreira et Guy Pelletier (Ferreira & Pelletier 1993a,b, 1995; Ferreira 1997) apportent un cadre conceptuel et théorique qui s'insère, au vue des observations, très naturellement dans ces travaux de modélisation. Elles fournissent ainsi des contraintes à la fois géométriques et énergétiques. Dans ce chapitre, j'établis, dans un premier temps, certaines équations touchant au processus Compton

Inverse dans un champ de photons incidents quelconque et dont j'aurai besoin par la suite. Je décris ensuite le modèle sur lequel j'ai travaillé, en commençant par les résultats obtenus en métrique Newtonnienne. Mes travaux en métrique de Kerr suivent et concluent ce chapitre. Ces différents résultats ont donné lieu à 2 publications, Henri & Petrucci (1997) et Petrucci & Henri (1997), notées respectivement ici HP97 et PH97 et imprimées à la suite de ce chapitre. Je ne détaille donc pas tous les calculs ici et cherche plutôt à aller aux résultats les plus essentiels. Je laisse le lecteur se référer à ces papiers pour de plus amples précisions. Je souligne également que ces publications contiennent certaines coquilles d'impression que j'indique, si il y a lieu, dans ce manuscrit.

## 1.1 Le processus Compton Inverse Anisotrope

Le processus Compton décrit la diffusion des photons sur des électrons. Dans le cas le plus simple, il est possible de négliger les effets quantiques comme le recul de l'électron ou les effets Klein-Nishina sur la section efficace d'interaction. On considère alors la diffusion du photon sur l'électron comme élastique dans le référentiel de l'électron et la section efficace d'interaction se réduit à la section Thomson  $\sigma_T$ . La plupart des travaux utilisant ce processus considère un champ de photons isotrope (j'en donne les principaux résultats en Annexe B). En fait, l'anisotropie du champ de photons incidents joue un rôle très important et modifie assez fortement l'émission Compton Inverse. En me plaçant toujours dans un cadre classique (c'est-à-dire  $\epsilon\gamma \ll 1$  ou  $\gamma$  est le facteur de Lorentz de l'électron et  $\epsilon$  est l'énergie du photon incident en unité  $mc^2$ ), je décris ici ce processus dans le cadre très général d'un champ de photons incidents quelconque.

### 1.1.1 Cas d'une seule particule

#### Puissance totale émise par Compton Inverse

Dans la cas d'un champ radiatif quelconque, il est très pratique d'utiliser le cadre mathématique utilisé en transfert de rayonnement et de caractériser un champ de photons par son intensité spécifique  $I_\nu(\vec{k})$  et les différents moments qui lui sont associés.  $I_\nu(\vec{k})$  donne l'énergie traversant une unité de surface par unité de temps, de fréquence et d'angle solide autour de la direction  $\vec{k}$ . Si  $\vec{k}_0$  indique la direction de propagation de l'électron, l'énergie totale transférée de la particule au champ de photons peut s'écrire sous la forme:

$$\frac{dE}{dt} = P_+ - P_- \quad (1.1)$$

avec

$$P_+ = \sigma_T \int I_\nu(\vec{k}) (1 - \beta \vec{k}_0 \cdot \vec{k}) d\Omega d\nu \quad (1.2)$$

la puissance apportée à la particule par le rayonnement incident et

$$P_- = \sigma_T \gamma^2 \int I_\nu(\vec{k}) (1 - \beta \vec{k}_0 \cdot \vec{k})^2 d\Omega d\nu \quad (1.3)$$

celle donnée par la particule au rayonnement diffusé. L'intensité spécifique, intégrée sur les fréquences, ne dépendant que des coordonnées angulaires de  $\vec{k}$ , il est alors possible de la décomposer sur la base des harmoniques sphériques:

$$I(\vec{k}) = \int I_\nu(\vec{k}) d\nu = \sum_{\substack{l=\infty \\ m=l \\ m=-l \\ l=0}} c_{lm} Y_l^m(\vec{k}). \quad (1.4)$$

La condition d'orthonormalisation des harmoniques sphériques<sup>1</sup>

$$\int Y_l^m(\vec{k}) Y_{l'}^{m'*}(\vec{k}) d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}, \quad (1.5)$$

permet de déduire les coefficients  $c_{lm}$  qui apparaissent dans l'équation (1.4):

$$c_{lm} = \int \int I_\nu(\vec{k}) Y_l^{m*}(\vec{k}) d\Omega d\nu \quad (1.6)$$

L'avantage d'utiliser les harmoniques sphériques est de pouvoir réduire les équations (1.2) et (1.3) en de simples fonctions linéaires par rapport aux coefficients  $c_{lm}$ . Il suffit pour cela de remarquer que, en posant  $\vec{k}_0 \cdot \vec{k} = \cos \alpha$ , il vient<sup>2</sup>:

$$\cos \alpha = \frac{4\pi}{3} \sum_{m=-1}^{m=+1} Y_1^m(\vec{k}_0) Y_1^{m*}(\vec{k}) \quad (1.7)$$

$$\cos^2 \alpha = \frac{8\pi}{15} \sum_{m=-2}^{m=+2} (-1)^m Y_2^m(\vec{k}_0) Y_2^{m*}(\vec{k}) + \frac{4\pi}{3} Y_0^0(\vec{k}_0) Y_0^{0*}(\vec{k}). \quad (1.8)$$

Finalement, en insérant les équations (1.4), (1.7) et (1.8) dans les équations (1.1)-(1.3), et en utilisant l'équation d'orthonormalisation (1.5), on obtient<sup>3</sup>:

$$P_+ = 4\pi\sigma_T [c_{00} Y_0^0(\vec{k}_0) - \frac{\beta}{3} \sum_{m=-1}^{m=+1} c_{1m} Y_1^m(\vec{k}_0)], \quad (1.9)$$

$$P_- = 4\pi\sigma_T \gamma^2 [c_{00} (1 + \frac{\beta^2}{3}) Y_0^0(\vec{k}_0) - \frac{2\beta}{3} \sum_{m=-1}^{m=+1} c_{1m} Y_1^m(\vec{k}_0) + \frac{2\beta^2}{15} \sum_{m=-2}^{m=+2} (-1)^m c_{2m} Y_2^m(\vec{k}_0)], \quad (1.10)$$

$$\frac{dE}{dt} = -4\pi\sigma_T \gamma^2 \beta [c_{00} \frac{4\beta}{3} Y_0^0(\vec{k}_0) - \frac{1+\beta^2}{3} \sum_{m=-1}^{m=+1} c_{1m} Y_1^m(\vec{k}_0) + \frac{2\beta}{15} \sum_{m=-2}^{m=+2} (-1)^m c_{2m} Y_2^m(\vec{k}_0)]. \quad (1.11)$$

Cette dernière équation donne donc la perte d'énergie par processus Compton Inverse dans le régime Thomson d'une particule dans un champ de photons quelconque. Ces différentes

1. l'\* signifie que l'on prend le complexe conjugué et  $\delta_{ll'}$  est le symbole de Kronecker égal à 1 quand  $l = l'$  et 0 sinon.

2. le terme en  $(-1)^m$  dans l'expression de  $\cos^2 \alpha$  n'apparaît pas dans HP97

3. On retrouve le terme en  $(-1)^m$  de l'équation (1.8) dans les équations (1.10) et (1.11)

équations se simplifient dans le cas d'un champ de photons axisymétrique puisqu'alors  $c_{lm} = c_{lm}\delta_{0m}$ . Il suffit alors de se rappeler des expressions des premières harmoniques sphériques<sup>1</sup> (posons  $\mu = \cos \theta_0 = \vec{k}_0 \cdot \vec{z}$ , avec  $\vec{z}$  le vecteur unitaire de l'axe de symétrie):

$$Y_0^0(\vec{k}_0) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad (1.12)$$

$$Y_1^0(\vec{k}_0) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\mu \quad (1.13)$$

$$Y_2^0(\vec{k}_0) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}}(3\mu^2 - 1), \quad (1.14)$$

et de s'aider de celles reliant les 3 moments d'Eddington aux coefficients  $c_{lm}$ :

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{2} \int I_\nu(\vec{k}) d\mu d\nu = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} c_{00} \\ H &= \frac{1}{2} \int I_\nu(\vec{k}) \mu d\mu d\nu = \frac{1}{\sqrt{12\pi}} c_{10} \\ K &= \frac{1}{2} \int I_\nu(\vec{k}) \mu^2 d\mu d\nu = \frac{1}{\sqrt{36\pi}} (c_{00} + \frac{2}{\sqrt{5}} c_{20}), \end{aligned} \quad (1.15)$$

pour réduire les équations (1.9), (1.10) et (1.11) aux expressions suivantes:

$$P_+ = 4\pi\sigma_T[J - \beta H\mu] \quad (1.16)$$

$$P_- = 2\pi\sigma_T\gamma^2[2J + \beta^2(J - K) - 4\beta H\mu + \beta^2(3K - J)\mu^2] \quad (1.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= -2\pi\sigma_T\gamma^2\beta[\beta(3J - K) \\ &\quad - 2(1 + \beta^2)H\mu + \beta(3K - J)\mu^2]. \end{aligned} \quad (1.18)$$

Le cas d'un plasma de particules relativistes permet de simplifier une dernière fois ces expressions en prenant  $\beta \simeq 1$ . En utilisant les notations

$$\eta = \frac{H}{J} \quad (1.19)$$

$$\chi = \frac{K}{J} \quad (1.20)$$

et

$$F_{\eta\chi}(\mu) = [(3 - \chi) - 4\eta\mu + (3\chi - 1)\mu^2]. \quad (1.21)$$

il vient finalement

$$P_+ = 4\pi\sigma_T J(1 - \eta\mu) \quad (1.22)$$

$$P_- \simeq -\frac{dE}{dt} = 2\pi\sigma_T\gamma^2 J F_{\eta\chi}(\mu). \quad (1.23)$$

1. De petites coquilles se sont insérées, insidieusement, dans les équations de HP97 correspondant aux équations (1.13), (1.14) et (1.15)



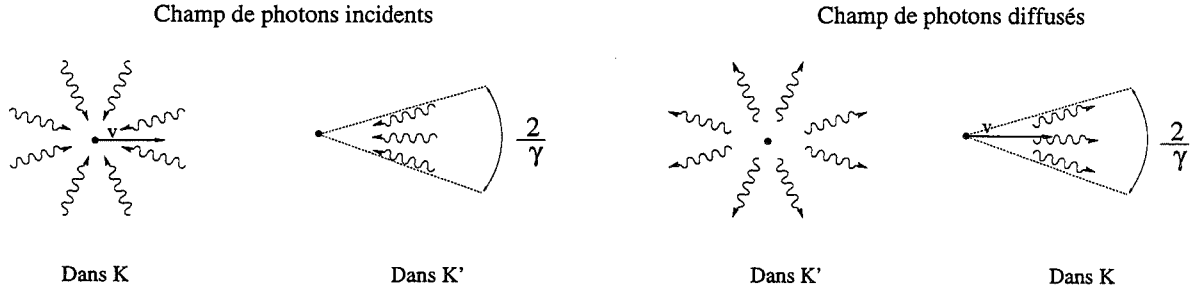


FIG. 1.2: Effets de cinématique relativiste lors d'une diffusion d'un photon sur un électron relativiste.  $K$  est le référentiel du laboratoire et  $K'$  le référentiel où la particule est au repos.

Du fait du facteur  $\gamma^2$  dans l'équation (1.23), l'énergie  $P_+$  reçue par la particule est généralement négligeable devant  $P_-$ . Cette dernière s'exprime donc sous la forme d'un simple polynôme en  $\mu$  où la seule difficulté est de calculer les 3 coefficients d'Eddington  $J$ ,  $H$  et  $K$ . Il est bon de souligner ici que, si dans le référentiel de l'électron la puissance  $P_-$  est émise de manière isotrope, le rayonnement se focalise, dans le référentiel du laboratoire, dans un cône de demi-angle au sommet  $\simeq 1/\gamma$  autour de la direction de propagation de la particule (Rybicki & Lightman 1979). En d'autres termes, l'angle  $\theta_0$  que fait la direction de la particule avec l'axe de symétrie du système coïncide avec l'angle de son cône d'émission Compton Inverse (cf. figure 1.2).

### Spectre émis

Les équations (B.1) et (B.2) de l'annexe B montrent clairement la dépendance de l'énergie du photon diffusé par effet Compton avec les angles que font les trajectoires de la particule et du photon entre elles, avant et après l'interaction. Cette énergie dépend aussi, bien évidemment, de l'énergie du photon incident. Si l'on veut donc connaître, pour un champ de photons donnés, le spectre émis par une particule, il est nécessaire de connaître la distribution exacte des photons incidents ainsi que la dépendance angulaire et en énergie de la section efficace. On peut cependant simplifier ces calculs, sans trop fausser le résultat, dans le cas où l'énergie des photons incidents est fortement piquée à une énergie moyenne  $\langle \epsilon_s \rangle$ . Les photons diffusés piqueront alors à une énergie moyenne  $\langle \epsilon_1 \rangle^1$  proportionnelle à  $\gamma^2 \langle \epsilon_s \rangle$  (cf. équations (B.13) de l'annexe B). Cette approximation évite ainsi une intégration complexe sur la distribution en énergie du champ de photons incidents. On a également négligé, et on le fera toujours par la suite, la dépendance de la section efficace avec l'énergie et l'angle d'interaction et on prendra simplement la section Thomson  $\sigma_T$ . Il reste donc simplement à prendre en compte la dépendance angulaire du champ de photons incidents. Cette dernière va apparaître à travers le coefficient de proportionnalité reliant  $\langle \epsilon_s \rangle$  à  $\langle \epsilon_1 \rangle$ . On l'obtient en divisant l'énergie totale émise par la particule et donnée par l'équation (1.23) par le taux de photons qu'elle diffuse.

1. Notez la différence de notation  $\epsilon_1$  au lieu du  $\epsilon'$  utilisé dans HP97. Ceci afin d'être en accord avec les notations de l'annexe B

Dans le cas d'une particule relativiste (i.e.  $\beta \simeq 1$ ) ce taux est donné par:

$$\dot{n}_s = \sigma_T \int I_\nu(\vec{k}) (h\nu)^{-1} (1 - \vec{k}_0 \cdot \vec{k}) d\Omega d\nu \quad (1.24)$$

qui, au vue des calculs précédents et de l'hypothèse d'axisymétrie, se réduit à (cf. HP97):

$$\dot{n}_s = 4\pi\sigma_T(\bar{J} - \bar{H}\mu), \quad (1.25)$$

où

$$\bar{J} = \frac{1}{2} \int I_\nu(\vec{k}) (h\nu)^{-1} d\mu d\nu \quad (1.26)$$

$$\bar{H} = \frac{1}{2} \int I_\nu(\vec{k}) (h\nu)^{-1} \mu d\mu d\nu \quad (1.27)$$

$$\bar{\eta} = \frac{\bar{H}}{\bar{J}}. \quad (1.28)$$

On peut déjà remarquer que  $\langle \epsilon_s \rangle = \frac{J}{\bar{J}}$ . Pour le reste, on déduit

$$\begin{aligned} \langle \epsilon_1 \rangle &= \frac{P_-}{\dot{n}_s} \\ &= \gamma^2 \langle \epsilon_s \rangle A(\mu) \end{aligned} \quad (1.29)$$

en posant

$$A(\mu) = \frac{F_{\eta\chi}(\mu)}{2(1 - \bar{\eta}\mu)}. \quad (1.30)$$

On retrouve bien  $A(\mu) = 4/3$  dans le cas d'une distribution isotrope du champ de photons incidents (cf. équation B.13 de l'annexe B) puisque dans ce cas  $\eta = \bar{\eta} = 0$  et  $\chi = 1/3$ .

### 1.1.2 Cas d'une distribution de particules

#### Puissance totale émise par Compton Inverse

Maintenant que l'on connaît la puissance et le spectre émis par une particule, il est relativement facile d'extrapoler au cas d'une distribution de particules. Je ne m'intéresserai qu'au cas d'une distribution isotrope de particules relativistes, le cas d'une distribution quelconque étant abordée dans HP97 et celle d'un plasma en mouvement dans Marcowith *et al.* (1995). Soit  $n(\gamma)$  le nombre de particules possédant un facteur de Lorentz compris entre  $\gamma$  et  $\gamma + d\gamma$ . L'émission Compton Inverse d'une particule relativiste étant concentrée le long de sa direction de propagation (cf. Figure 1.2), la puissance totale émise, par angle solide, par la distribution  $n(\gamma)$  peut s'écrire:

$$\frac{dP}{d\Omega} = (4\pi)^{-1} \int n(\gamma) \left( -\frac{dE}{dt}(\gamma) \right) d\gamma. \quad (1.31)$$

où  $\frac{dE}{dt}(\gamma)$  est l'énergie perdue par une particule de facteur de Lorentz  $\gamma$  que l'on déduit de l'équation (1.23). En notant  $N$  le nombre total de particules relativistes et en posant,

$$\langle \gamma^2 \rangle = \frac{1}{N} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} n(\gamma) \gamma^2 d\gamma \quad (1.32)$$

on déduit finalement:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{2} \sigma_T N \langle \gamma^2 \rangle J F_{\eta\chi}(\mu). \quad (1.33)$$

La dépendance angulaire du processus Compton Inverse se retrouve donc dans le terme  $F_{\eta\chi}(\mu)$  et dépend simplement de  $J$ ,  $H$  et  $K$ .

### Spectre émis

On peut également déduire le spectre émis par une population isotrope de particules en appliquant les mêmes approximations que dans la section 1.1.1. Dans l'hypothèse d'un champ de photons incidents axisymétrique et monoénergétique d'énergie  $\langle \epsilon_s \rangle$ , le nombre de photons diffusés par effet Compton Inverse par une particule par unité de temps et d'énergie peut se mettre sous la forme:

$$\frac{dn}{dt d\epsilon_1} = \dot{n}_s \delta(\epsilon_1 - \langle \epsilon_1 \rangle) \quad (1.34)$$

où  $\dot{n}$  et  $\langle \epsilon_1 \rangle$  sont donnés respectivement par les équations (1.25) et (1.29). On en déduit donc la puissance émise par la population de particules par unité d'énergie et par unité d'angle solide:

$$\frac{dP}{d\Omega d\epsilon_1} = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} \epsilon_1 \frac{dn}{dt d\epsilon_1} n(\gamma) d\gamma. \quad (1.35)$$

Utilisant finalement les équations (1.25), (1.29) et (1.34), l'équation précédente devient:

$$\begin{aligned} \frac{dP}{d\Omega d\epsilon_1} &= \sigma_T (\bar{J} - \bar{H}\mu) (\langle \epsilon_s \rangle A(\mu))^{-1/2} \epsilon_1^{1/2} \times \\ &\quad n \left( \gamma = \left( \frac{\epsilon_1}{\langle \epsilon_s \rangle A(\mu)} \right)^{1/2} \right) \end{aligned} \quad (1.36)$$

Cette expression donne donc le spectre émis par effet Compton Inverse par une population isotrope de particules relativistes  $n(\gamma)$  plongée dans un champ de photons incidents axisymétrique et monoénergétiques d'énergie  $\langle \epsilon_s \rangle$ .

### Anisotropie maximale

Plaçons nous maintenant dans le cas où la source de photons incidents est une source ponctuelle. Pour simplifier les calculs, supposons également que celle-ci soit placée sur l'axe

de symétrie  $\bar{z}$  du système, du côté des  $z \leq 0$ <sup>1</sup>. Ces hypothèses reviennent à donner à l'intensité spécifique du champ de photons incidents l'expression suivante:

$$I(\mu) = I_0 \delta(\mu - 1). \quad (1.37)$$

On montre alors facilement que les moments d'Eddington sont tous égaux entre eux. Compte tenu de ces résultats, on peut facilement calculer le rapport de la puissance émise par une distribution isotrope de particules dans l'hémisphère inférieur (et donc en direction de la source de photons) sur la puissance émise dans l'hémisphère supérieur. Il vient

$$R \equiv \frac{\int_{-1}^0 P_- d\mu}{\int_0^{+1} P_- d\mu} = \frac{\int_{-1}^0 F_{\eta\chi}(\mu) d\mu}{\int_0^{+1} F_{\eta\chi}(\mu) d\mu} = 7. \quad (1.38)$$

C'est donc le rapport de puissance maximal que peut produire une distribution isotrope de particules dans un champ de photons quelconque. Ghisellini *et al.* (1991) étaient déjà arrivés à cette conclusion mais à l'aide d'un calcul relativement compliqué et difficile à appliquer pour un champ de photons incidents plus complexe.

## 1.2 Le modèle de réillumination anisotrope

Maintenant que les principales équations du processus Compton Inverse ont été obtenues, je vais pouvoir parler de leur application dans le cadre du modèle de réillumination développé durant ma thèse. Je parle bien de modèle de réillumination et non pas simplement d'illumination car, dans notre cas, l'émission du plasma de particules relativistes est complètement couplée à l'émission du champ de photons incidents. C'est cette boucle radiative ainsi réalisée qui permet de parler de réillumination. Ce traitement autoconsistant des processus radiatifs n'est pas, en soi, novateur puisqu'il a déjà été réalisé dans le cadre des modèles thermiques par Haardt & Maraschi (1991). C'est par contre, à ma connaissance, le premier travail de ce genre appliqué à un modèle non-thermique.

La géométrie du problème est schématisée sur la figure 1.3. On suppose l'existence d'un plasma de particules relativistes (la source chaude) à une hauteur  $Z_0$  au-dessus d'un disque d'accrétion. Ces particules diffusent par effet Compton les photons provenant du disque et les réémettent à des énergies plus importantes. Des hypothèses simplificatrices permettent d'étudier l'équilibre radiatif entre le disque et la source de manière analytique et autoconsistante:

- en ce qui concerne la source chaude:
  - elle est ponctuelle
  - elle ne rayonne que par effet Compton Inverse sur les photons du disque
  - la distribution de particules est isotrope

---

1. On suppose le plasma relativiste en  $z = 0$ .

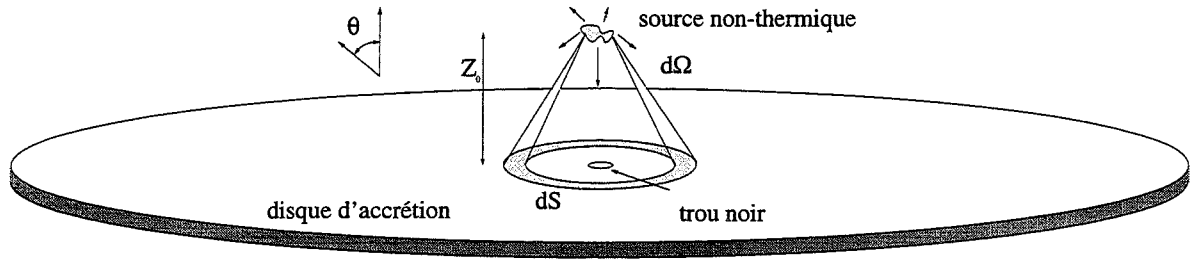


FIG. 1.3: Schéma global du modèle de réillumination. La source non thermique est localisée à une hauteur  $Z_0$  au-dessus du disque, sur l'axe de symétrie du système. La puissance qu'elle rayonne dans l'angle solide  $d\Omega$  est absorbée par l'unité de surface  $dS$  du disque qui la réémet ensuite sous forme de rayonnement de corps noir. L'équilibre radiatif entre le disque et la source permet de déterminer les différentes caractéristiques du système. Son angle d'inclinaison par rapport à la ligne de visée est donnée par  $\theta$ .

- en ce qui concerne le disque:
  - il est infini radialement.
  - il est non dissipatif c'est-à-dire qu'il ne libère aucune énergie interne et ne réémet que l'énergie qu'il reçoit de la source chaude
  - il est optiquement épais et rayonne en tout point de manière isotrope comme un corps noir, sans assombrissement centre-bord.

On prévoit déjà, vue la géométrie utilisée, une forte anisotropie du champ de photons incidents au niveau de la source chaude. Les équations développées précédemment nous seront donc utiles. L'origine de cette géométrie est, comme je l'ai rappelé au début de ce chapitre, liée à la présence de jets ou flots de matières dans les régions centrales des galaxies de Seyfert. Cela suggère la présence d'une structure d'accrétion éjection, comme celles donnant naissance aux jets de plusieurs kpcs observés dans les Radio galaxies. Il est raisonnable de penser que, dans certains cas, l'énergie initiale n'est pas suffisante pour permettre au jet de se développer. Il peut alors avorter en entrant en contact avec le milieu intergalactique où simplement être le siège d'instabilités donnant naissance à un choc Ouyed & Pudritz (1997). Les particules environnantes peuvent alors être accélérées et former un plasma relativiste.

Le cadre étant posé, je peux maintenant décrire les principaux résultats de ce modèle. Je commence tout d'abord par les résultats obtenus en métrique Newtonnienne pour finir dans le cas plus général de la métrique de Kerr.

### 1.2.1 En métrique newtonnienne

#### L'équilibre radiatif

Si l'on note  $F(r)$  le flux rayonné par le disque au rayon  $r$  et  $\frac{dP}{d\Omega}$  la puissance par unité d'angle solide émis par la source chaude, l'équilibre radiatif du système peut se mettre sous la forme:

$$F(r)dS = \frac{dP}{d\Omega}d\Omega \quad (1.39)$$

où  $dS$  est l'élément de surface (un anneau de rayon  $r$  et de largeur  $dr$ ) du disque sous tendant, vue de la source, l'élément d'angle solide  $d\Omega$  (cf. figure 1.3). En remarquant que<sup>1</sup>

$$d\Omega = \frac{2\pi r dr \mu^3}{Z_0^2} = \frac{dS \mu^3}{Z_0^2} \quad (1.40)$$

et en posant, à l'aide de l'équation (1.33),

$$L_t = \int_{-1}^1 \frac{dP}{d\Omega} d\Omega = \frac{16\pi}{3} \sigma_T N \langle \gamma^2 \rangle J, \quad (1.41)$$

l'équation (1.39) devient (cf. figure 1.4 pour les notations  $\mu$  et  $\mu'$ ):

$$F(r) = \frac{3L_t}{32\pi Z_0^2} F_{\eta\chi}(\mu') \mu^3. \quad (1.42)$$

L'hypothèse d'un disque épais rayonnant localement comme un corps noir permet de relier le flux  $F(r)$ , émis à une distance  $r$  du centre du disque, à l'intensité spécifique du champ de photons par la formule:

$$I(\mu) = \frac{F(r)}{\pi} = \xi J \mu^3 F_{\eta\chi}(\mu) (-\mu). \quad (1.43)$$

où  $\xi \equiv \frac{3L_t}{32\pi^2 Z_0^2 J}$ . La fonction  $F_{\eta\chi}(\mu)$  dépendant linéairement des 3 moments d'Eddington et ces derniers étant directement reliés à  $I(\mu)$ , on déduit de l'équation (1.43) les 3 équations couplées suivantes<sup>2</sup>:

$$\begin{aligned} 1 &= \xi(G_0(3 - \chi) + 4G_1\eta + G_2(3\chi - 1)) \\ \eta &= \xi(G_1(3 - \chi) + 4G_2\eta + G_3(3\chi - 1)) \\ \chi &= \xi(G_2(3 - \chi) + 4G_3\eta + G_4(3\chi - 1)) \end{aligned} \quad (1.44)$$

où les coefficients  $G_n$  sont égaux à  $\frac{1}{2(n+4)}$ . On obtient une solution non triviale à ce système si son déterminant est nul ce qui se réduit à un polynôme de degré 3 en  $\xi$ . Les 2 contraintes

1. Attention, dans les calculs menés précédemment dans le cas d'une seule particule,  $\mu$  correspondait au cosinus de l'angle fait par la trajectoire de la particule avec l'axe  $Z$ . Ici, comme le montre le schéma 1.4, il est noté  $\mu'$  (et vaut d'ailleurs  $-\mu$ )

2. On remarquera une erreur de frappe dans HP97 puisque le coefficient  $(3 - \chi)$  est remplacé par  $(1 - \chi)$ .

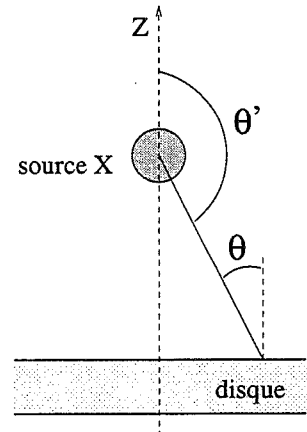
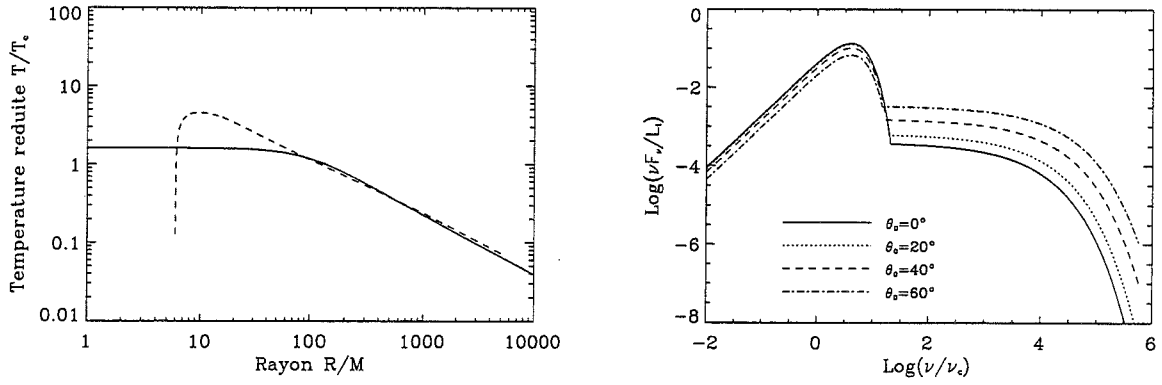


FIG. 1.4:  $\mu$  et  $\mu'$  sont les cosinus des angles  $\theta$  et  $\theta'$  reportés sur le graphe



(a) Profil radial en température d'un disque d'accrétion standard Shakura & Sunyaev (en pointillé) et d'un disque réilluminé non dissipatif. La température est tracée en coordonnée réduite  $T/T_c$  (voir texte).

(b) Spectres synthétiques émis par le modèle d'illumination pour différents angles d'inclinaison. Les axes sont en coordonnées réduites et en échelle logarithmique. On retrouve la bosse UV du "Big Blue Bump" et la loi de puissance avec coupure exponentielle de l'émission haute énergie des Seyferts.

FIG. 1.5: Profil radial en température du disque et spectres synthétiques pour différents angles d'inclinaison

naturelles  $\eta \leq 1$  et  $\chi \leq 1$  ne sont compatibles qu'avec une seule des racines, à savoir  $\xi = 1.449$ . On obtient finalement  $\eta = 0.82288$  et  $\chi = 0.69957$ . Il est alors possible de déduire de l'équation (1.42) le profil radial en température du disque puisque, dans le cas d'un corps noir<sup>1</sup>:

$$\begin{aligned}
 T(r) &= \frac{F(r)}{\sigma} \\
 &= \left( \frac{L_t Z_0}{(Z_0^2 + r^2)^{3/2}} \right)^{1/4} \times \\
 &\quad \left( 0.0686 + \frac{0.0982}{\left( 1 + \left( \frac{r}{Z_0} \right)^2 \right)^{1/2}} + \frac{0.0328}{1 + \left( \frac{r}{Z_0} \right)^2} \right)^{1/4}.
 \end{aligned} \tag{1.45}$$

Pour comparaison, j'ai tracé figure 1.5a le profil en température d'un disque d'accrétion standard Shakura & Sunyaev (1973) et celui obtenu par notre modèle. Les deux sont clairement différents puisque, dans le cas du modèle d'illumination, la température sature à partir d'une distance radiale sur le disque  $R \simeq Z_0$  alors que dans le cas d'un disque standard la température augmente en s'approchant du rayon interne de stabilité. Par contre, pour les  $R$  grands, on retrouve la même dépendance en  $R^{-3/4}$  caractéristique des disques d'accrétion.

1.  $\sigma$  est la constante de Stefan

### Obtention des spectres

Puisque l'on a la distribution radiale en température du disque, il est facile d'en déduire le spectre d'émission dans une direction donnée, dans l'hypothèse où il rayonne comme un corps noir. On trouve:

$$\left. \frac{dP}{d\Omega d\nu} \right|_d = \frac{\mu}{\pi} \int_0^\infty \pi B_\nu(T) 2\pi r dr. \quad (1.46)$$

avec  $B_\nu(T)$  la fonction de Planck habituelle et  $\mu = \cos \theta$  où  $\theta$  est l'angle d'inclinaison du système par rapport à la direction d'observation (cf. Figure 1.3).

Pour obtenir le spectre émis par la source chaude, il suffit de se donner une fonction de distribution en particules et d'utiliser l'équation (1.36). Le spectre haute énergie des galaxies de Seyfert montre une loi de puissance avec une coupure exponentielle et il semble judicieux de prendre une distribution en particules de cette forme:

$$n(\gamma) = N_0 \gamma^{-s} \exp\left(-\frac{\gamma}{\gamma_0}\right), \quad \gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max} \quad (1.47)$$

A ce niveau là, cette hypothèse ne découle d'aucun calcul détaillé. Elle peut cependant se justifier, dans le cas de modèles de paires, pour éviter une explosion de la création de paires si celle-ci n'est pas compensée par l'annihilation. L'accélération et la réaccélération des particules au sein d'un plasma relativiste peut, par exemple, aboutir à une telle situation puisque les paires constamment accélérées ont une efficacité plus faible pour s'annihiler entre elles (Done *et al.* 1990; Henri & Pelletier 1991). D'un autre côté, nous verrons, à travers les travaux menés sur la microphysique de la source chaude (cf. chapitre II.6), qu'un refroidissement radiatif important, combiné aux processus d'accélération à travers un choc, limite la formation de particules très énergétiques et crée naturellement une coupure exponentielle dans leur distribution. En utilisant l'équation (1.47) dans l'équation (1.36) il vient finalement:

$$\left. \frac{dP}{d\Omega d\nu} \right|_s = \frac{N_0 \sigma_T}{4} J_{F_{\eta X}}(\mu) \left( \frac{\langle \epsilon_s \rangle A(\mu)}{h} \right)^{(s-3)/2} \nu^{-(s-1)/2} \times \exp\left(-\left(\frac{\nu}{A(\mu)\nu_0}\right)^{1/2}\right). \quad (1.48)$$

où  $\nu_0 = \gamma_0^2 \langle \epsilon_s \rangle / h$ . Il est également possible d'obtenir les expressions (1.46) et (1.48) en coordonnées réduites en utilisant les variables:

$$\bar{T} = T/T_c \text{ avec } T_c \equiv \left( \frac{3L_t}{32\pi\sigma Z_0^2} \right)^{1/4} \quad (1.49)$$

$$\bar{\nu} = \nu/\nu_c \text{ avec } \nu_c \equiv k_B T_c / h \quad (1.50)$$

et

$$\frac{d\bar{P}}{d\Omega d\bar{\nu}} = \frac{\nu_c}{L_t} \frac{dP}{d\Omega d\nu}. \quad (1.51)$$



On obtient alors les expressions suivantes:

$$\left. \frac{d\bar{P}}{d\Omega d\bar{\nu}} \right|_d = \frac{45\bar{\nu}^3 \mu}{16\pi^5} \int_{\mu'_{min}}^{\mu'_{max}} \mu'^{-3} \left[ \exp \left( \frac{\bar{\nu}}{\bar{T}(\mu')} \right) - 1 \right]^{-1} d\mu' \quad (1.52)$$

$$\left. \frac{d\bar{P}}{d\Omega d\bar{\nu}} \right|_s = \frac{3\gamma_0^{s-3}}{64\pi C_0} (C_1 A(\mu))^{(s-3)/2} \bar{\nu}^{(1-s)/2} \times F_{\eta X}(\mu) \exp \left[ - \left( \frac{\bar{\nu}}{A(\mu)\bar{\nu}_0} \right)^{1/2} \right] \quad (1.53)$$

où  $C_0$  est une fonction de  $s$ ,  $\gamma_{min}$ ,  $\gamma_{max}$  et  $\gamma_0$  et  $C_1$  une constante  $\simeq 3.41$  (pour plus de détails le lecteur peut se référer à HP97). J'ai reporté figure 1.5b les spectres synthétiques que l'on obtient à partir des 2 équations précédentes, en prenant  $s = 3$ ,  $\gamma_0 = 100$ ,  $L_t = 10^{43}$  erg.s<sup>-1</sup> et  $Z_0 = 20R_g^1$  pour une masse de trou noir  $M = 10^7 M_\odot$ . Avec de telles valeurs, la fréquence  $\nu_c \simeq 10$  eV est de l'ordre de grandeur des fréquences d'émission observées du "Big Blue Bump" (Sun & Malkan 1989). Comme on peut le constater, le spectre dépend fortement de l'angle d'inclinaison du système.

### Distribution des rapport $L_{UV}/L_X$

L'un des premiers résultats importants de ce modèle est de pouvoir rendre compte des grands rapports  $L_{UV}/L_X$  que l'on observe dans certaines galaxies de Seyfert (Walter & Fink 1993). Ceci découle directement de l'anisotropie de l'émission de la source chaude, la plus grande part étant absorbée par le disque. On peut comparer grossièrement les valeurs théoriques des rapports  $L_{UV}/L_X$  prédit par notre modèle avec celles tabulées par Walter & Fink (1993). Pour cela, on approxime le flux à 1375 Å dont ils font référence avec le maximum de la bosse UV de notre modèle. Ce dernier dépend de l'angle d'inclinaison et peut s'approcher par la formule:

$$\bar{\nu} \left. \frac{d\bar{P}}{d\Omega d\bar{\nu}} \right|_d^{max}(\mu) \simeq \frac{0.419}{\pi} \mu \quad (1.54)$$

Le flux à 2 keV, tabulé par ces mêmes auteurs après soustraction de l'excès X mou, peut également s'approcher par le flux de la source chaude aux basses fréquences (i.e.  $\bar{\nu} \ll \bar{\nu}_0$ ). Si l'on prend, pour simplifier, un indice  $s = 3$  pour la distribution de particules, il vient finalement:

$$\bar{\nu} \left. \frac{d\bar{P}}{d\Omega d\bar{\nu}} \right|_s^{\bar{\nu} \ll \bar{\nu}_0}(\mu) \simeq \frac{3F_{\eta X}(\mu)}{64\pi C_0}. \quad (1.55)$$

Le rapport des équations (1.54) et (1.55) donne approximativement le rapport  $L_{UV}/L_X$  apparent prédit par notre modèle<sup>2</sup>:

$$R_a(\mu) \simeq 8.9 \frac{\mu C_0}{F_{\eta X}(\mu)}. \quad (1.56)$$

1.  $R_g$  est le rayon de Schwarzschild et correspond à  $3 \cdot 10^{13} M_8$  cm avec  $M_8 = \frac{M}{10^8 M_\odot}$

2. Il y a une légère différence avec l'équation (85) de HP97

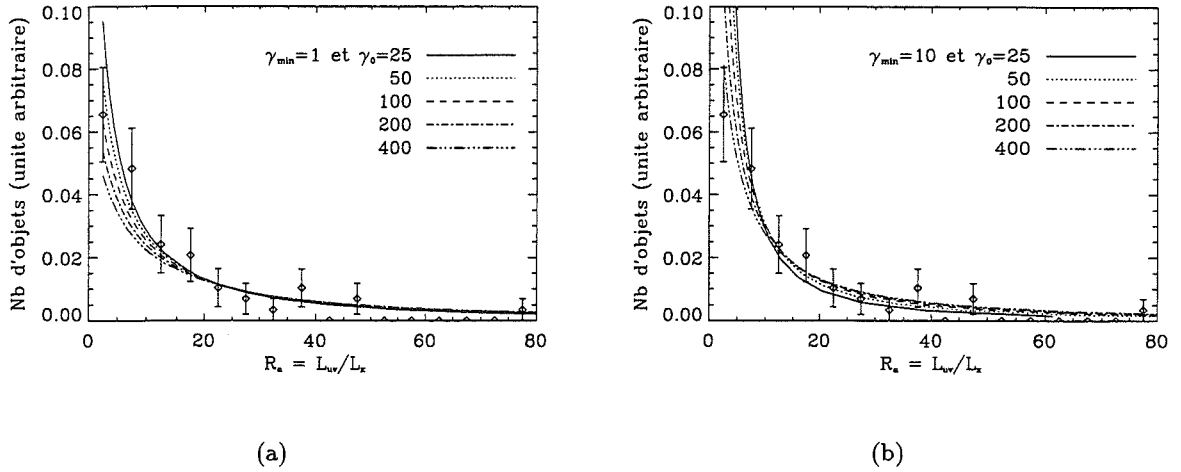


FIG. 1.6: Comparaison des rapports  $R_a = L_{UV}/L_X$  apparents compilés par Walter & Fink (1993) et les valeurs prédites par le modèle pour différentes valeurs de  $\gamma_0$ .

On peut alors le comparer à l'histogramme donnant le nombre de galaxies vs.  $R_a$  déduit des données de Walter & Fink (1993). En effet, cet histogramme donne le nombre  $\Delta N(R)$  de galaxies ayant un rapport  $R_a$  compris entre  $R$  et  $R + \Delta R$ . Il peut s'écrire:

$$\Delta N(R) = \frac{\Delta N}{\Delta R} \Delta R \quad (1.57)$$

$$= \frac{\Delta N}{\Delta \Omega} \frac{\Delta \Omega}{\Delta R} \Delta R \quad (1.58)$$

Dans l'hypothèse d'une orientation aléatoire des objets observés,  $\frac{\Delta N}{\Delta \Omega} = \frac{N_g}{4\pi}$  où  $N_g$  est le nombre total de galaxies de l'échantillon. On déduit  $\frac{\Delta \Omega}{\Delta R} \simeq 2\pi \frac{d\mu}{dR}$  de l'équation (1.56). J'ai reporté cet histogramme, normalisé par  $N_g \Delta R / 2$ , ainsi que la courbe  $\frac{d\mu}{dR}$  sur la figure (1.6). Cette courbe dépend légèrement, à travers la variable  $C_0$ , de la coupure haute énergie  $\gamma_0$  de la fonction de distribution des particules ainsi que de  $\gamma_{min}$ . La dépendance en  $\gamma_{max}$  est faible. L'accord est relativement satisfaisant vu les approximations faites et le modèle rend bien compte des grandes valeurs de  $R_a$ .

### De nouvelles lois d'échelles

La particularité de ce modèle vient également du fait qu'il possède de nouvelles lois d'échelles, moyennant quelques hypothèses simples. Il semble plausible, tout d'abord, que la coupure haute énergie, observée toujours aux alentours de quelques centaines de keV dans les spectres, dépendent plus particulièrement de la microphysique du noyau central plutôt que de contraintes externes. On peut donc admettre que  $\nu_0$  (qui est égal à  $\gamma_0^2 C_1 \nu_c$ , cf. HP97) est plus ou moins constant. D'un autre côté, l'hypothèse de source ponctuelle n'est évidemment pas réaliste. Par un petit raisonnement qualitatif, si l'on suppose cette source sphérique de

taille  $R$ , celle-ci va intercepter une fraction  $\simeq (R/Z_0)^2$  de la luminosité venant du disque. Le processus Compton Inverse va alors appliquer un facteur multiplicatif moyen  $\langle \gamma^2 \rangle$  et, du fait de l'anisotropie, la source va réémettre prioritairement en direction du disque. L'équilibre radiatif impose alors:

$$\langle \gamma^2 \rangle (R/Z_0)^2 \simeq 1 \quad (1.59)$$

L'équation (81) de HP97 montre que  $\langle \gamma^2 \rangle$  est une fonction monotone de  $\gamma_0^2$ . Si l'on admet maintenant que les distances puissent être contrôlées par la masse du trou noir centrale, le rapport  $R/Z_0$  devient sensiblement constant et on déduit de l'équation (1.59) que  $\gamma_0 \simeq cste$ . De l'expression de  $\nu_0$  on obtient finalement:

$$\nu_c \propto T_c \propto M^0 \approx constant \quad (1.60)$$

et

$$L_t \propto T_c^4 Z_0^2 \propto M^2. \quad (1.61)$$

Ces 2 résultats sont différents de ceux obtenus dans le cadre des disques d'accrétion standards où la luminosité est contrôlée par la luminosité d'Eddington et est donc proportionnelle à la masse et non pas à son carré. La température est alors proportionnelle à  $M^{-1/4}$ . Ces nouvelles lois d'échelles semblent, de plus, compatibles avec certains faits observationnels. Tout d'abord la forme du "Big Blue Bump" apparaît relativement constante entre des objets dont la luminosité peut être différente d'un facteur  $10^4$  (Walter & Fink 1993), ce qui est en accord avec une température moyenne du disque constante. La proportionnalité de la luminosité avec le carré de la masse est, quant à elle, en accord avec les travaux de Collin-Souffrin & Joly (1991) qui, à partir de la modélisation des raies de la BLR, trouvent une corrélation de la forme  $L \propto M^\beta$  avec  $\beta = 1.8 \pm 0.6$ .

### Contraintes sur le rapport $Z_0/R$

Une des hypothèses sous jacente à ces différents résultats est de supposer la source optiquement mince à la diffusion. Chaque particule est ainsi exposée au même champ de photons incidents et il est alors possible d'appliquer l'intégration de l'équation (1.31) en conservant les mêmes coefficients d'Eddington pour chaque particule. Si l'on suppose la source sphérique de rayon  $R$  et homogène, cette hypothèse impose un rayon minimal:

$$R \geq R_{min} = \left( \frac{3N\sigma_T}{4\pi} \right)^{1/2} \quad (1.62)$$

où  $N$  est le nombre total de particules. Ce dernier peut, à partir de l'équation (1.41) et de l'expression de  $\xi$ , se mettre sous la forme:

$$N = \frac{2\pi Z_0^2 \xi}{\sigma_T \langle \gamma^2 \rangle}. \quad (1.63)$$

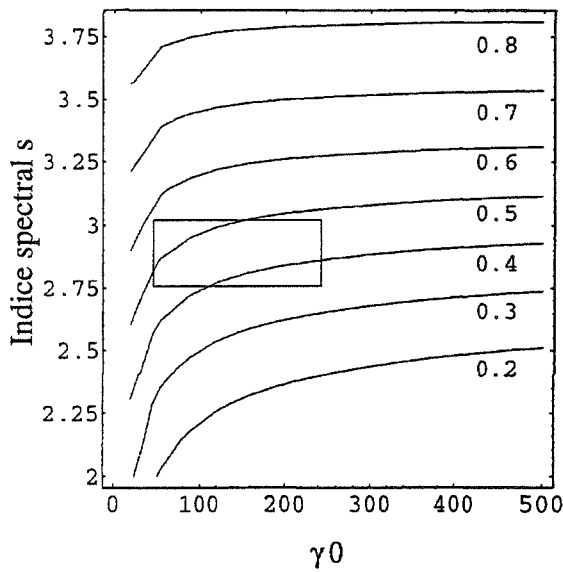


FIG. 1.7: Tracé des iso-valeurs du rapport  $R/Z_0$  en fonction de  $s$  et  $\gamma_0$ . Le rectangle indique grossièrement les contraintes observationnelles sur ces 2 paramètres.

D'autre part, pour une distribution de particules donnée par l'équation (1.47), on montre que:

$$\langle \gamma^2 \rangle = \gamma_0^2 \frac{\Gamma(3-s; \gamma_{min}/\gamma_0; \gamma_{max}/\gamma_0)}{\Gamma(1-s; \gamma_{min}/\gamma_0; \gamma_{max}/\gamma_0)} \quad (1.64)$$

et donc finalement

$$\frac{R_{min}}{Z_0} = \frac{1}{\gamma_0} \left( \frac{3\xi\Gamma(1-s; \gamma_{min}/\gamma_0; \gamma_{max}/\gamma_0)}{2\Gamma(3-s; \gamma_{min}/\gamma_0; \gamma_{max}/\gamma_0)} \right)^{1/2} \quad (1.65)$$

J'ai reporté la surface  $\frac{R_{min}}{Z_0}(s, \gamma_0)$  pour  $\gamma_{min} = 1$  et  $\gamma_{max} = \infty$  sur la figure 1.7. Les observations semblent favoriser les valeurs  $s \simeq 3$  et  $\gamma_0 \simeq 100$  ce qui correspond à un rapport  $R/Z_0 \simeq 0.5$ . Il est bien évident qu'une étude plus précise nécessite d'étudier l'équilibre radiatif entre la source étendue et le disque. Le traitement n'est cependant plus analytique et un code Monte-Carlo devient nécessaire. Des travaux ont déjà été commencés en collaboration avec Julien Malzac et Elisabeth Jourdain du CESR et devraient nous apporter de nouveaux résultats prochainement.

### 1.2.2 En métrique de Kerr

Les résultats précédents montrent qu'à partir d'un modèle relativement simple, il est possible de rendre compte, de manière assez nouvelle, de certains faits observationnels. Il est donc intéressant de compléter ce modèle en prenant en compte, dans un premier temps, les effets relativistes dus à la présence d'un trou noir supermassif au centre du disque d'accrétion. Ces effets relativistes vont modifier les calculs développés en métrique Newtonnienne de différentes manières. Tout d'abord les rayons lumineux suivent des géodésiques qui sont courbes et non plus rectilignes. Les photons peuvent ensuite subir un décalage fréquentiel vers

les hautes ou les basses fréquences suivant qu'ils s'approchent ou s'éloignent du trou noir. Enfin, l'espace étant courbe, l'expression d'éléments géométriques comme un volume ou une surface dépend des coefficients de la métrique au point considéré. Il faut également prendre en compte les effets Doppler dus à la rotation du disque car ces derniers ne sont pas négligeables lorsque l'on s'approche du trou noir. Tous les calculs pour obtenir le spectre de notre modèle en métrique de Kerr sont décrits dans Petrucci & Henri (1997). Je ne les redétaille pas ici et je vais seulement chercher à expliquer les grandes lignes de mon raisonnement. Le lecteur pourra donc se référer à cette publication pour de plus amples informations.

### Quelques notions sur la métrique de Kerr

La métrique de Kerr décrit l'environnement d'un trou noir en rotation. Dans cette métrique, la ligne d'univers s'écrit

$$ds^2 = -e^{2\nu} dt^2 + e^{2\psi} (d\phi - \omega dt)^2 + \Delta^{-1} \Sigma dr^2 + \Sigma d\theta^2 \quad (1.66)$$

où les différentes variables de cette expression sont définies, dans les coordonnées de Boyer-Lindquist, par (on pose  $G=c=1$ ):

$$\begin{aligned} A &= (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta \\ \Delta &= r^2 + a^2 - 2Mr \\ \Sigma &= r^2 + a^2 \cos^2 \theta \\ e^{2\nu} &= A^{-1} \Delta \Sigma \\ e^{2\psi} &= A \Sigma^{-1} \sin^2 \theta \\ \omega &= 2aMrA^{-1}. \end{aligned} \quad (1.67)$$

Le paramètre  $a$  est le moment angulaire par unité de masse du trou noir et  $M$  sa masse. On parle de trou noir de Kerr maximal quand  $a = 1$  c'est à dire quand les effets de rotation sont maximaux. Je me placerai toujours dans ce cas par la suite. Les coordonnées  $r$ ,  $\theta$  et  $\phi$  sont les mêmes que celles employées en métrique de Schwarzschild. La particularité de la métrique de Kerr est qu'un référentiel d'inertie qui se rapproche d'un trou noir de Kerr est irrémédiablement entraîné dans sa rotation. Cela apparaît à travers le terme  $\omega$  de l'équation (1.66), qui est directement proportionnel au moment angulaire par unité de masse  $a$ : un photon ou une particule test avec un moment angulaire orbital nul aura une vitesse angulaire non nulle  $\frac{d\phi}{dt} = \omega$ . L'équation (1.66) montre également que la métrique n'est pas diagonale en coordonnées de Boyer-Lindquist puisqu'il apparaît des termes en  $d\phi dt$  dans la ligne d'univers. Si ces termes sont négligeables loin du trou noir ( $r$  grand donc  $\omega$  petit), ils deviennent prépondérant à sa proximité de tel sorte que  $ds^2$  peut devenir négatif. Les équations de la relativité deviennent donc assez complexes dans ce système de coordonnées. Bardeen *et al.* (1972) ont alors introduit de nouveaux référentiels, localement non-rotatif, "tournant avec la géométrie" de l'espace temps et qui permettent de simplifier les équations. C'est ce formalisme que l'on a également utilisé pour étudier notre modèle en métrique de Kerr. Entre autres résultats,

il m'est possible d'obtenir l'image des parties centrales du disque d'accrétion, déformées par les effets gravitationnels, tel que les verrait un observateur à l'infini (muni cependant d'un télescope avec une excellente résolution spatiale). Je l'ai reportée en figure 1.8. Les dégradées de gris font références aux températures du disque, les plus chaudes étant en noires.

### Résultats et comparaison avec la métrique Newtonnienne

Qualitativement, l'équilibre radiatif entre la source chaude et le disque se résout de la même façon en métrique de Kerr qu'en métrique Newtonnienne. Il est simplement nécessaire de prendre en compte les décalages Doppler et gravitationnels entre le disque, la source et l'observateur à l'infini ainsi que la focalisation des rayons lumineux à proximité du trou noir. Pour cela il faut, numériquement, intégrer les géodésiques reliant chaque point du disque à la source et à l'observateur. Finalement on se ramène au même type de système d'équations que le système (1.44) de la section précédente. Seuls les coefficients  $G_n$  changent et ces derniers dépendent maintenant de la hauteur  $Z_0$  de la source au-dessus du disque et donc de la masse du trou noir. Il en est de même pour les coefficients  $\eta$  et  $\chi$  comme le montre la figure 1.9.

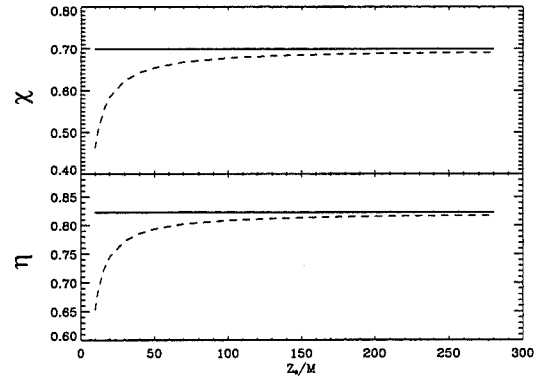


FIG. 1.9: Variation des paramètres  $\eta$  et  $\chi$  en fonction de  $Z_0$ . La ligne continue indique la valeur en métrique Newtonnienne, celle en pointillé la valeur en métrique de Kerr maximale i.e.  $a = 0.998$ .

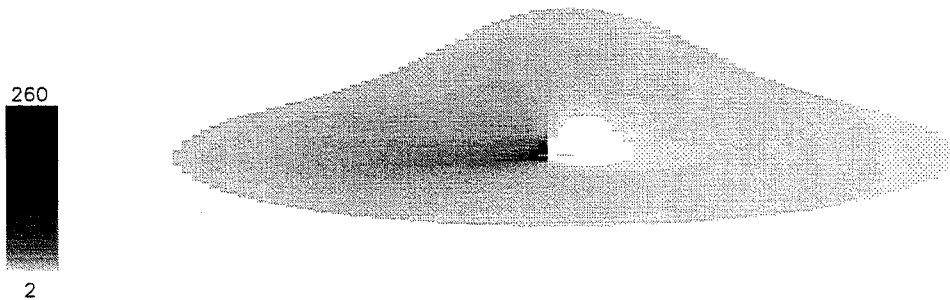


FIG. 1.8: Image de la région interne ( $R \leq 50R_s$ ) d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir de Kerr vu par un observateur à l'infini sous un angle d'inclinaison de  $80^\circ$ . Les zones en noires sont les plus chaudes. L'échelle de couleur est arbitraire. La présence du trou noir, en courbant les rayons lumineux provenant de l'arrière du disque, déforme l'image de ce dernier.

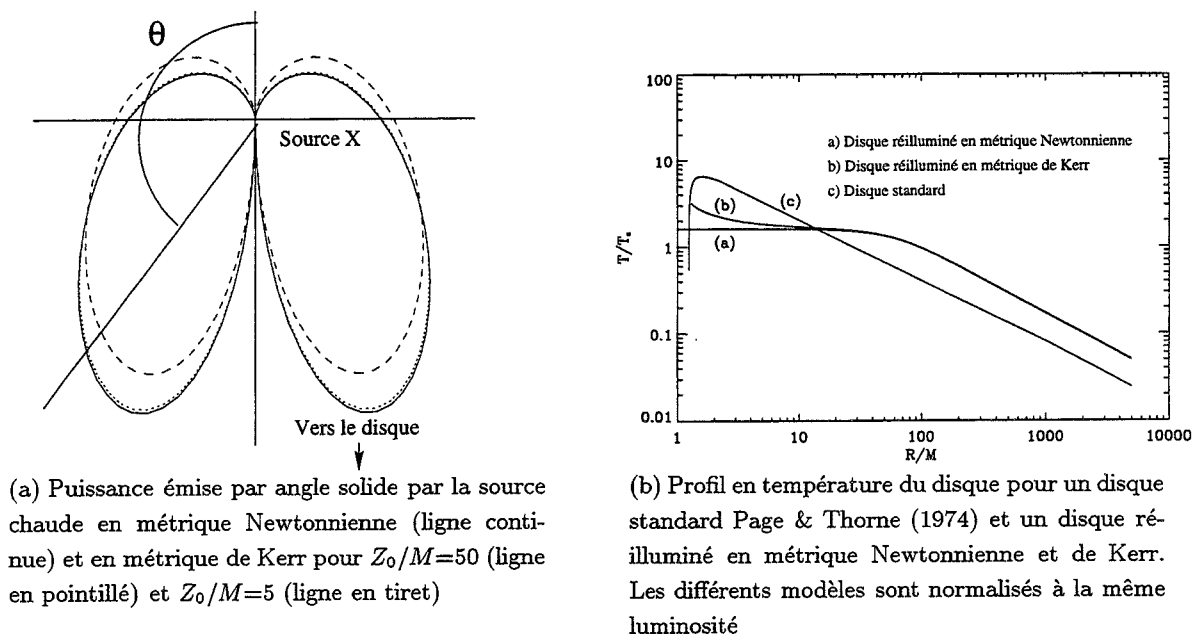


FIG. 1.10: Émission de la source chaude et profil en température du disque

Une fois que l'on se donne une hauteur de source, une valeur du moment angulaire par unité de masse et une masse de trou noir, il est possible d'obtenir le profil en température du disque, la puissance par unité d'angle solide émise par la source et les spectres en coordonnées réduites émis par le modèle. J'ai reporté les 2 premiers résultats sur la figure (1.10). La prise en compte des effets relativistes peut se résumer de la manière suivante:

- il apparaît tout d'abord que les effets relativistes ne jouent de rôle important que pour de faibles valeurs de la hauteur de la source chaude  $Z_0/M \leq 10$
- les parties internes du disque ont une température plus importante en métrique de Kerr qu'en métrique Newtonnienne. L'effet sur le spectre est néanmoins négligeable pour des hauteurs de source suffisamment importante, puisque cela ne modifie qu'une fraction assez faible de l'émission totale du disque.
- plus la source se rapproche du trou noir, moins les effets d'anisotropie du processus Compton Inverse deviennent importants. Cela est dû, d'une part à la présence d'un trou au centre du disque pour des rayons inférieurs au rayon marginal de stabilité, et d'autre part à la courbure des rayons lumineux par la masse du trou noir central, les photons émis près de ce dernier arrivant alors sous un angle d'incidence plus élevé qu'en métrique Newtonnienne.

Les variations du spectre en fonction de  $Z_0$  sont reportées en figure 1.11a. On peut ainsi tout de suite remarquer que la dépendance en  $Z_0$  du spectre permet également de modifier le rapport  $L_{UV}/L_X$  pour une inclinaison donnée. On peut voir la dépendance de ce rapport en fonction de la hauteur du plasma relativiste et pour différents angles d'inclinaison sur la figure

1.11b. Il apparaît donc que les effets relativistes ne modifient pas de manières importantes les résultats obtenus en géométrie Newtonnienne à partir du moment où  $Z_0/M \geq 10$ .

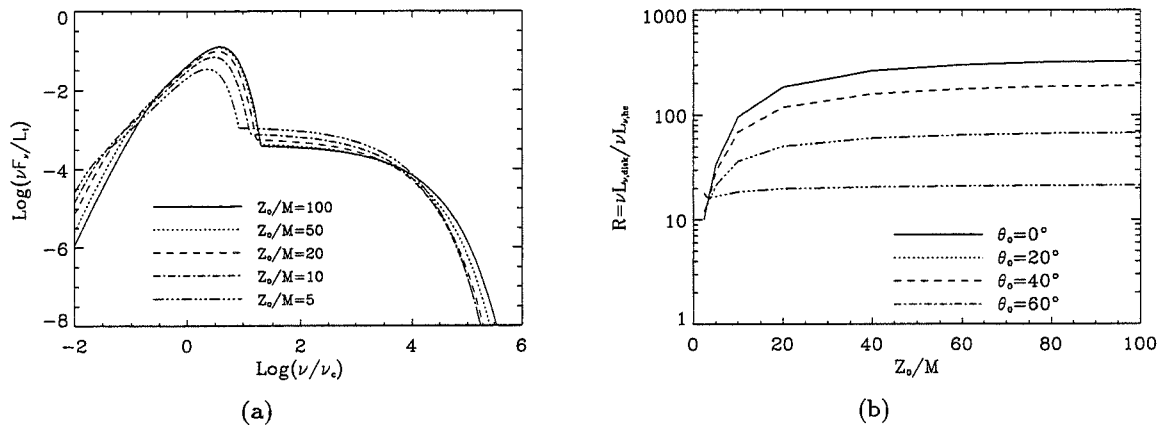


FIG. 1.11: Spectres et rapport  $L_{UV}/L_X$  pour différentes valeurs de  $Z_0$

### 1.3 Conclusion

Ce chapitre m'a permis d'exposer un nouveau modèle de l'émission UV-X des galaxies de Seyfert. Il suppose l'existence d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir supermassif et d'un plasma de particules ultrarelativistes situé à quelques rayons de Schwarzschild au-dessus du disque. Il est possible que ce plasma soit la signature d'un choc au sein même d'un jet MHD produit dans les régions centrales de la galaxie. Si l'on fait maintenant les 2 hypothèses suivantes:

1. le plasma ne rayonne qu'en diffusant, par CI, les photons mous provenant du disque (il libère ainsi une importante émission X)
2. le disque ne libère aucune énergie interne et n'émet, après thermalisation, que l'énergie qu'il reçoit de la source chaude

on a vu qu'il était possible de résoudre l'équilibre radiatif du système de manière autoconsistante et d'en déduire la puissance par unité d'angle solide émise par la source X et le profil radial en température du disque. La particularité de ce modèle est de prendre proprement en compte la distribution anisotrope du champ de photons émis par le disque et l'on montre que la plus importante partie du rayonnement X émis par le plasma relativiste est renvoyée en direction du disque. Ceci peut permettre d'expliquer les rapports  $L_{UV}/L_X > 1$  et les importantes largeurs équivalentes de la raie du Fer observés dans certains objets. Ce modèle prévoit également une température centrale du disque constante, en accord avec les observations du "Big Blue Bump".

Nous nous sommes également intéressés à l'influence des effets relativistes en étudiant ce modèle en métrique de Kerr et l'on a montré que ces derniers n'étaient importants que si le



plasma relativiste se situait à une distance  $Z_0$  de quelques rayons de Schwarzschild du trou noir central. Ce résultat nous permet, avec une bonne approximation, de les négliger dans la plupart des cas et c'est ce que nous ferons par la suite.

## Publication

Anisotropic illumination of AGN's accretion disk by a non thermal source:  
I General theory and application to the Newtonian geometry.  
Henri & Petrucci, *Astron. Astrophys.* 326, 87-98 (1997)

# Anisotropic illumination of AGN's accretion disk by a non thermal source

## I. General theory and application to the Newtonian geometry

G. Henri and P.O. Petrucci

Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, B.P 53X, F-38041 Grenoble Cedex, France

Received 4 November 1996 / Accepted 28 April 1997

**Abstract.** We present a model of accretion disk where the disk luminosity is entirely due to the reprocessing of hard radiation impinging on the disk. The hard radiation itself is emitted by a hot point source above the disk, that could be physically realized by a strong shock terminating an aborted jet. This hot source contains ultrarelativistic leptons scattering the disk soft photons by Inverse Compton (IC) process. Using a simple formula to describe the IC process in an anisotropic photon field, we derive a self-consistent angular distribution of soft and hard radiation in the Newtonian geometry. The radial profile of the disk effective temperature is also univoquely determined. The high energy spectrum can be calculated for a given lepton distribution. This offers an alternative picture to the standard accretion disk emission law. We discuss the application of this model to Active Galactic Nuclei, either for reproducing individual spectra, or for predicting new scaling laws that fit better the observed statistical properties.

**Key words:** galaxies: active – galaxies: Seyfert – accretion, accretion disks – ultraviolet: galaxies – X-rays: galaxies – radiation mechanisms: non-thermal

### 1. Introduction

With the development of high energy telescopes, it has been recognized that Active Galactic Nuclei are the most powerful emitters of high energy radiation in the Universe. However, the detailed production mechanism is still a matter of debate. For radio loud AGN, the detection of very high energy radiation, in the GeV (von Montigny et al. 1995) and even TeV (Punch et al. 1992; Quinn et al. 1996) ranges, proves the existence of ultrarelativistic particles, probably associated with a relativistic jet (e.g. Begelman et al. 1984; Dermer & Schlickeiser 1992). No such conclusion can be drawn up to now for radio-quiet objects such as Seyfert galaxies, since their high energy spectrum is apparently cut-off above a few hundred keV (Jourdain et al. 1992;

Maisack et al. 1993; Dermer & Gehrels 1995). Although this radiation could be produced by direct synchrotron mechanism, it is more often assumed that it comes from the Comptonization of soft photons by high energy electrons or pairs. Two classes of models have been proposed so far: Comptonization by a thermal, mildly relativistic, plasma, resulting in a lot of scattering events associated with small energy changes, or Inverse Compton (IC) process by one or few scattering events from a highly relativistic, non thermal particles distribution, which can result from a pair cascade.

Detailed observations in the X-ray range by the Ginga satellite have shown that a simple power law is unable to fit the X-ray spectrum of Seyfert galaxies. Rather, the spectra are better reproduced by a complex superposition of a primary power law, with an index  $\alpha \simeq 0.9 - 1.0$ , a reflected component from a cold thick gas, a fluorescent Fe K $\alpha$  line and an absorption edge by a warm absorber (Pounds et al. 1990; Nandra & Pounds 1994). The second and third components could be produced by the reflection of primary hard radiation on an accretion disk surrounding the putative massive black hole powering the AGN (Lightman & White 1988; George & Fabian 1991; Matt, Perola & Piro 1991). This has led to consider various geometries where the hot source is located above the disk and reilluminates it, producing the observed reflection features. The hot source can be a non-thermal plasma (Zdziarski et al. 1990), or a thermal hot corona covering the disk (Haardt & Maraschi 1991, 1993; Field & Rogers 1993).

In another context, some observational facts have motivated the development of so-called reillumination models, where high energy radiation reflected on a cold surface (presumably again the surface of an accretion disk), produces a fair fraction of thermal UV-optical radiation. Firstly, long term observations have shown that for some Seyfert galaxies, such as NGC 4151 (Perola et al. 1986) and NGC 5548 (Clavel et al. 1992), UV and optical luminosities were varying simultaneously, and correlated with X-ray variability on time scales of months, whereas the rapid, short-scale X-ray variability was not seen in optical-UV range. This is in contradiction with the predictions of a stan-

dard, Shakura-Sunyaev (SS) accretion disk model (Shakura & Sunayev 1973), where any perturbation causing optical variability should cross the disk at most at the sound velocity, producing a much larger lag between optical and UV than what is actually observed. Rather, these observations support the idea that optical-UV radiation is largely produced by reprocessing of X-rays emitted by a small hot source, the UV and optical radiation being emitted at larger distances. The main problem is that the apparent X-ray luminosity is usually much lower than the optical-UV continuum contained in the Blue Bump, whereas one would expect about the same intensity in both components if half of the primary hard radiation is emitted directly towards the observer and the other half is reprocessed by the disk.

In many cases also, the equivalent width of the Fe K $\alpha$  line requires more impinging radiation than what is actually observed if explained by the reflection model (Weaver et al. 1995, Nandra et al. 1997). As an explanation, Ghisellini et al. (1991), hereafter G91, have proposed that the anisotropy of soft radiation could lead to an anisotropic IC emission, with much more radiation being scattered backward than forward. Due to the complexity of their calculation, they have restricted themselves to the emission by a hemispheric bowl (equivalent to an infinite plane), that could model a flared accretion disk with a constant temperature. The thermal disk-corona model faces the same kind of difficulties, for it predicts nearly the same luminosity in X-ray and UV ranges. A possible solution could imply a patchy corona, a fair part of the UV luminosity being emitted by internal dissipation in the disk (Haardt et al. 1995). In the cases where X and UV luminosities are comparable however, it is difficult to explain very rapid X-ray variability as the corona must cover a large part of the disk.

Although the spectral break observed by OSSE around 100 keV seems to favor thermal models and disprove the simplest pair cascade models, such a break could also be obtained by a relativistic particles distribution with an appropriate upper energy cut-off, such can be provided for example by pair reacceleration to avoid pair run-away (Done et al. 1990, Henri & Pelletier 1991). The aim of this paper is to reconsider the reillumination by a non thermal, optically thin IC source, taking properly into account the disk geometry and the anisotropic distribution of photons. We first establish a simple expression to evaluate the power emitted by a single particle scattering photons by Compton mechanism in the Thomson regime in an arbitrary soft photon field. The formulae require only the computation of the components of the relativistic radiation tensor, or equivalently the Eddington parameters for an axisymmetric field. We then develop a self consistent model where the emission of the disk is entirely due to the reprocessing of hard radiation, produced itself by IC process in a hot point source located above the disk. In this case a unique angular distribution of hard radiation and a unique (properly scaled) disk temperature radial profile are predicted. We discuss then the possible physical mechanisms for such a situation and its implication for the overall characteristics of AGNs, both for individual spectra and for statistical properties. We derive new scaling laws for luminosity and central temperature as a function of the mass. We show that the

predictions of the model are sensitively different from the standard ones, and that they could better explain the observations.

## 2. Anisotropic Inverse Compton process

### 2.1. Total power emitted by a single particle

We first establish useful formulae to compute the Inverse Compton (IC) emissivity of a particle in an arbitrary photon field, in the Thomson regime. We consider the case of a relativistic charged particle with mass  $m$ , velocity  $v = \beta ck_0$ , and Lorentz factor  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ , in a soft photon field characterized by the specific intensity distribution  $I_\nu(\mathbf{k})$ .  $\mathbf{k}$  and  $\mathbf{k}_0$  are respectively the unit vectors along the photon and the particle velocity. We assume that the Thomson approximation is valid, that is  $\epsilon\gamma \ll 1$  where  $\epsilon = h\nu/mc^2$  is the soft photon energy in units  $mc^2$ . In this limit, the rate of energy transferred from the particle to the photons is:

$$\frac{dE}{dt} = P_+ - P_- \quad (1)$$

where

$$P_+ = \sigma_T \int I_\nu(\mathbf{k}) (1 - \beta \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k}) d\Omega d\nu \quad (2)$$

and

$$P_- = \sigma_T \gamma^2 \int I_\nu(\mathbf{k}) (1 - \beta \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k})^2 d\Omega d\nu \quad (3)$$

are respectively the power brought by the incident photons and carried out by the scattered ones. Here  $\sigma_T = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{cm}^2$  is the usual Thomson cross section.

To transform these expressions, it is useful to consider the decomposition of the intensity field  $I(\mathbf{k}) = \int I_\nu(\mathbf{k}) d\nu$  over the spherical harmonics basis:

$$I(\mathbf{k}) = \int I_\nu(\mathbf{k}) d\nu = \sum_{\substack{l=-\infty \\ m=l}}^{l=\infty} c_{lm} Y_l^m(\mathbf{k}) \quad (4)$$

where, due to the orthonormality condition

$$\int Y_l^m(\mathbf{k}) Y_{l'}^{m'}(\mathbf{k}) d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}, \quad (5)$$

the coefficients  $c_{lm}$  are given by:

$$c_{lm} = \int \int I_\nu(\mathbf{k}) Y_l^{m*}(\mathbf{k}) d\Omega d\nu \quad (6)$$

(here  $*$  denotes the complex conjugate and  $\delta_{ll'}$  the usual Kronecker symbol equal to 1 if  $l = l'$  and 0 else). Note that because  $I_\nu(\mathbf{k})$  is real, one has the conjugation relationship  $c_{l-m} = c_{lm}^*$ .

Now one can write  $k_0 \cdot k = \cos \alpha$ , where  $\alpha$  is the angle between the particle velocity and the incident photon, and use the following expansion formulae:

$$\cos \alpha = \frac{4\pi}{3} \sum_{m=-1}^{m=+1} Y_1^m(k_0) Y_1^{m*}(k) \quad (7)$$

$$\cos^2 \alpha = \frac{8\pi}{15} \sum_{m=-2}^{m=+2} Y_2^m(k_0) Y_2^{m*}(k) + \frac{4\pi}{3} Y_0^0(k_0) Y_0^{0*}(k). \quad (8)$$

Inserting Eq. (4), (7) and (8) in Eq. (1)-(3), and using the relation (5), one gets finally:

$$P_+ = 4\pi\sigma_T [c_{00}Y_0^0 - \frac{\beta}{3} \sum_{m=-1}^{m=+1} c_{1m}Y_1^m], \quad (9)$$

$$P_- = 4\pi\sigma_T\gamma^2 [c_{00}(1 + \frac{\beta^2}{3})Y_0^0 - \frac{2\beta}{3} \sum_{m=-1}^{m=+1} c_{1m}Y_1^m + \frac{2\beta^2}{15} \sum_{m=-2}^{m=+2} c_{2m}Y_2^m], \quad (10)$$

$$\frac{dE}{dt} = -4\pi\sigma_T\gamma^2\beta [c_{00}\frac{4\beta}{3}Y_0^0 - \frac{1+\beta^2}{3} \sum_{m=-1}^{m=+1} c_{1m}Y_1^m + \frac{2\beta}{15} \sum_{m=-2}^{m=+2} c_{2m}Y_2^m]. \quad (11)$$

Thus the computation of the power emitted in any direction requires the computation of the 9 components  $c_{lm}$   $\{l = 0, 1, 2; -l \leq m \leq +l\}$  of the radiation field (related to the 9 independent components of the relativistic radiation tensor). These formula can further be simplified in the important case of an axisymmetric field. There  $c_{lm} = c_l \delta_{0m}$ , and the relevant spherical harmonic functions are given by:

$$Y_0^0(k_0) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \quad (12)$$

$$Y_1^0(k_0) = \frac{3}{\sqrt{4\pi}}\mu \quad (13)$$

$$Y_2^0(k_0) = \frac{5}{\sqrt{16\pi}}(3\mu^2 - 1), \quad (14)$$

where  $\mu = \cos \theta_0 = k_0 \cdot z$ ,  $z$  being the unit vector of the vertical axis. Using the Eddington parameters

$$J = \frac{1}{2} \int I_\nu(k) d\mu d\nu = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} c_{00} \quad (15)$$

$$H = \frac{1}{2} \int I_\nu(k) \mu d\mu d\nu = \frac{1}{\sqrt{12\pi}} c_{10}$$

$$K = \frac{1}{2} \int I_\nu(k) \mu^2 d\mu d\nu = \frac{1}{36\pi} (c_{00} + \frac{2}{\sqrt{5}} c_{20}),$$

one gets finally:

$$P_+ = 4\pi\sigma_T [J - \beta H\mu] \quad (16)$$

$$P_- = 2\pi\sigma_T\gamma^2 [2J + \beta^2(J - K) - 4\beta H\mu + \beta^2(3K - J)\mu^2] \quad (17)$$

$$\frac{dE}{dt} = -2\pi\sigma_T\gamma^2\beta [\beta(3J - K) - 2(1 + \beta^2)H\mu + \beta(3K - J)\mu^2] \quad (18)$$

These expressions appear like simple polynomials of order 2 in  $\mu$ , involving only the calculation of the three Eddington parameters. In the case of a ultrarelativistic particle  $\gamma \gg 1$ , they take the form:

$$P_+ = 4\pi\sigma_T J(1 - \eta\mu) \quad (19)$$

$$P_- \simeq -\frac{dE}{dt} = 2\pi\sigma_T\gamma^2 J F_{\eta\chi}(\mu) \quad (20)$$

where we introduce the following notations:

$$\eta = \frac{H}{J} \quad (21)$$

$$\chi = \frac{K}{J} \quad (21)$$

$$F_{\eta\chi}(\mu) = [(3 - \chi) - 4\eta\mu + (3\chi - 1)\mu^2]. \quad (22)$$

## 2.2. Emitted spectrum

Although the total emitted power can be cast into the above relatively simple forms, there is no such simplification for the spectrum of the emitted radiation. This is because photons with a given energy can be produced by different combinations of initial energy, incident angle, and scattering angles and thus the exact spectrum depends on the detailed form of the soft photon distribution and not only on the Eddington moments. A complete calculation requires the integration of the Klein-Nishina cross-section over photon energies, particle energies and relative angles. However, in the case of IC scattering of a single particle on a monoenergetic, isotropic soft photon distribution, a convenient approximation is often to take a  $\delta$ -function

$$\dot{n}_s \delta(\epsilon' - \langle \epsilon' \rangle) \quad (23)$$

where  $\langle \epsilon' \rangle = \frac{4}{3}\gamma^2\epsilon_s$  is the mean energy of Comptonized photons.

In the case of a relativistic distribution, this approximation is reasonable if the width of soft photon energy spectrum is much less than the width of the particle energy distribution. As we shall see, the soft photon spectrum predicted by the present model is close to a blackbody, and we will keep this kind of approximation. One can easily generalize expression (23) to an arbitrary soft photon field by taking the appropriate expression for the Comptonized photons mean energy. It is obtained by dividing the emitted power (Eq. (10)) by the rate of photon scattering. The latter is given by

$$\dot{n}_s = \sigma_T \int I_\nu(k) (h\nu)^{-1} (1 - \beta \cdot k) d\Omega d\nu \quad (24)$$

A calculation quite similar to that of the previous paragraph gives:

$$\dot{n}_s = 4\pi\sigma_T [d_{00}Y_0^0(k_0) - \frac{\beta}{3} \sum_{m=-1}^{m=+1} d_{1m}Y_1^m(k_0)] \quad (25)$$

where  $d_{lm} = \int \int I_\nu(\mathbf{k}) (h\nu)^{-1} Y_l^{m*}(\mathbf{k}) d\Omega d\nu$  is calculated with the photon number flux instead of the energy flux.

In the case of an axisymmetric photon field again, one can simplify this expression using the photon number Eddington parameters:

$$\bar{J} = \frac{1}{2} \int I_\nu(\mathbf{k}) (h\nu)^{-1} d\mu d\nu = (4\pi)^{-1/2} d_{00} \quad (26)$$

$$\bar{H} = \frac{1}{2} \int I_\nu(\mathbf{k}) (h\nu)^{-1} \mu d\mu d\nu = (12\pi)^{-1/2} d_{10} \quad (27)$$

$$\bar{\eta} = \frac{\bar{H}}{\bar{J}}, \quad (28)$$

to get:

$$\dot{n}_s = 4\pi\sigma_T(\bar{J} - \beta\bar{H}\mu). \quad (29)$$

The mean photon energy of the emitted radiation is thus:

$$\begin{aligned} \langle \epsilon' \rangle &= \frac{P_-}{\dot{n}_s} \\ &= \gamma^2 \frac{[2J + \beta^2(J - K) - 4\beta H\mu + \beta^2(3K - J)\mu^2]}{2(\bar{J} - \beta\bar{H}\mu)}. \end{aligned} \quad (30)$$

For ultrarelativistic particles, these expressions become

$$\dot{n}_s = 4\pi\sigma_T\bar{J}(1 - \bar{\eta}\mu) \quad (31)$$

$$\langle \epsilon' \rangle = \gamma^2 \langle \epsilon_s \rangle A(\mu) \quad (32)$$

where  $\langle \epsilon_s \rangle = \frac{J}{\bar{J}}$  is the mean energy of incident soft photons and

$$A(\mu) = \frac{F_{\eta\chi}(\mu)}{2(1 - \bar{\eta}\mu)} \quad (33)$$

is an angle-dependent numerical factor. For an isotropic photon distribution,  $\eta = \bar{\eta} = 0$  and  $\chi = 1/3$  and one gets the familiar result  $A(\mu) = 4/3$ . Just as in the isotropic case, one can approximate the spectrum by the Dirac distribution of Eq. (23), if most of the emitted energy comes from a restricted range of soft photons energy and direction. One can expect this to be a good approximation if the particle energy distribution is broad enough, so that the intrinsic broadening due to photon energy distribution is negligible, except near the spectrum energy cut-offs.

### 2.3. Emission by a relativistic particles distribution

The previous formulae can be applied to the case of a relativistic particles distribution. For sake of simplicity, we will restrict ourselves to the case of an axisymmetric distribution  $f(\gamma, \mu)$ , which represents the particle number (integrated over the volume) per energy and angle cosine interval. Axisymmetry is automatically insured at first approximation by the cyclotron precession around a small magnetic field aligned with the symmetry axis of the radiation field. For an isotropic distribution,  $f(\gamma, \mu) = n(\gamma)/2$ , where  $n(\gamma)$  is the particle energy distribution. The plasma is assumed to be optically thin, such that every

particle experiences the same radiation field. This point will be further discussed in Sect. (4.4). We assume further that the low energy cut-off is high enough to make Eq. (19) - (20) valid, whereas the high-energy cut-off is still in the Thomson regime.

#### 2.3.1. The integrated power

The integrated plasma emissivity can be written

$$\frac{dP}{d\Omega} = (2\pi)^{-1} \int f(\gamma, \mu) \frac{dE}{dt} d\gamma. \quad (34)$$

Inserting Eq. (20) yields

$$\frac{dP}{d\Omega} = \sigma_T J \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} F_{\eta\chi}(\mu) f(\gamma, \mu) \gamma^2 d\gamma. \quad (35)$$

Defining the normalized angular distribution function

$$g(\mu) = \frac{1}{N\langle \gamma^2 \rangle} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} f(\gamma, \mu) \gamma^2 d\gamma \quad (36)$$

where  $N$  is the total relativistic particle number and

$$\langle \gamma^2 \rangle = \frac{1}{N} \int_{-1}^{+1} d\mu \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} f(\gamma, \mu) \gamma^2 d\gamma \quad (37)$$

is the mean quadratic Lorentz factor, one can rewrite this expression under the form:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \sigma_T N \langle \gamma^2 \rangle J g(\mu) F_{\eta\chi}(\mu). \quad (38)$$

The anisotropy of emitted radiation appears thus simply as the product of an anisotropy factor of the particles distribution  $g(\mu)$  times the anisotropy factor  $F_{\eta\chi}(\mu)$  of the radiation field. For an isotropic particles distribution,  $g(\mu) = 1/2$ . An interesting case is that of a plasma moving relativistically with a bulk velocity  $\beta_b$  and a corresponding Lorentz factor  $\gamma_b$ , such can exist in superluminal radio-sources (Marcowith et al. 1995). The particle Lorentz factors in the observer frame  $\gamma$  and in the plasma rest frame  $\gamma'$  are linked by the relation:

$$\gamma = \Gamma \gamma' \quad (39)$$

where  $\Gamma = [\gamma_b(1 - \beta_b\mu)]^{-1}$  is the usual Doppler factor. Using the Lorentz invariance of  $f(\gamma, \mu)/\gamma^2$ , one gets :

$$g(\mu) = \frac{\Gamma^5}{\gamma_b^3(1 + \beta_b^2)}. \quad (40)$$

Alternatively, one can express the results in terms of mean quadratic Lorentz factor in the plasma frame  $\langle \gamma'^2 \rangle = \langle \gamma^2 \rangle \gamma_b^3(1 + \beta_b^2)$  to get:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \sigma_T N \langle \gamma'^2 \rangle \Gamma^5 F_{\eta\chi}(\mu). \quad (41)$$

It should be stressed that the above formula holds for the emissivity at a given point at rest with respect to the observer, such as a small volume of a continuous jet. If one follows the plasma in its motion, as in the case of a traveling blob, the reception time interval  $dt_R$  is related to the rest time  $dt$  by  $dt = \Gamma dt_R$  and an extra Doppler factor  $\Gamma$  must be added. In any direction, the emitted power will vary as  $\Gamma^6$ .

### 2.3.2. Emitted spectrum

One can also derive the emitted spectrum in a given direction by integrating the single particle emissivity over the particle distribution  $f(\gamma, \mu)$ , that is

$$\frac{dP}{d\Omega d\epsilon'} = \frac{1}{2\pi} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} \epsilon' \frac{dn}{dt d\epsilon'} f(\gamma, \mu) d\gamma \quad (42)$$

Using the  $\delta$  approximation of Eq. (23) to integrate over  $\gamma$ , and the expressions (31) - (32), one gets:

$$\frac{dP}{d\Omega d\epsilon'} = \sigma_T (\bar{J} - \bar{H}\mu) (\langle \epsilon_s \rangle A(\mu))^{-1/2} \epsilon'^{1/2} \times f\left(\gamma = \left(\frac{\epsilon'}{\langle \epsilon_s \rangle A(\mu)}\right)^{1/2}\right) \quad (43)$$

### 2.4. Application to a conical photon field

In this section, we illustrate the simplification brought by the present formalism, by readressing the problem of IC process in a semi-isotropic photon field. This question has already been treated in G91, but the use of non analytical integrals requires numerical computation. Here we show that their results can be very easily recovered in the present formalism, leading to simple analytical expressions.

We consider in fact the more general case of a radiation emitted in a cone with opening angle  $\theta$ , with constant specific intensity inside the cone and a null intensity outside. This would be relevant for example for an isothermal disk with a finite radius, or at the vicinity of a star without limb darkening. The case  $\theta = \pi/2$  corresponds of course to the case studied in G91. In this case, elementary integration gives the following Eddington parameters

$$\begin{aligned} J &= \frac{cU_{iso}}{8\pi} (1 - \cos \theta) \\ H &= \frac{J}{2} (1 + \cos \theta) \\ K &= \frac{J}{3} (1 + \cos \theta + \cos^2 \theta) \end{aligned} \quad (44)$$

where  $U_{iso}$  denotes the energy density emitted by the full sphere as in G91. Equations (19), (20) read now:

$$P_+ = \sigma_T c \frac{U_{iso}}{2} (1 - \cos \theta) \left[1 - \frac{\beta}{2} \mu\right] \quad (45)$$

$$P_- = \sigma_T c \frac{U_{iso}}{4} \gamma^2 (1 - \cos \theta) \left[2 + \frac{\beta^2}{3} (2 + \cos \theta + \cos^2 \theta) - 2\beta\mu(1 + \cos \theta) + \beta^2 \mu^2 \cos \theta (1 + \cos \theta)\right] \quad (46)$$

$$\frac{dE}{dt} = -\sigma_T c \frac{U_{iso}}{4} \gamma^2 \beta \left[\frac{\beta}{3} (8 - \cos \theta - \cos^2 \theta) - \mu(1 + \cos \theta)(1 + \beta^2) + \beta\mu^2 \cos \theta (1 + \cos \theta)\right]. \quad (47)$$

The integrals in Eq. (5) of G91, corresponding to  $\cos \theta = 0$ , appear thus like simple cosine functions. The ratio between the

(minimal) power emitted in the forward direction and the (maximal) power emitted in the backward direction is:

$$\frac{P_-(\mu = -1)}{P_-(\mu = +1)} = \frac{3 + 3\beta(1 + \cos \theta) + \beta^2(1 + \cos \theta + \cos^2 \theta)}{3 - 3\beta(1 + \cos \theta) + \beta^2(1 + \cos \theta + \cos^2 \theta)} \quad (48)$$

In the limit  $\beta \simeq 1$ ,  $\theta = \pi/2$ , one gets a factor 7 as found numerically by G91. One can also easily evaluate the ratio  $R$  between the total power emitted in the lower hemisphere and the upper one by an isotropic monoenergetic particles distribution:

$$R \equiv \frac{\int_{-1}^0 P_- d\mu}{\int_0^{+1} P_- d\mu} = \frac{(2\beta^2 + 3\beta(1 + \cos \theta) + 6)}{(2\beta^2 - 3\beta(1 + \cos \theta) + 6)}, \quad (49)$$

with  $R \rightarrow \frac{11 + 3 \cos \theta}{5 - 3 \cos \theta}$  when  $\beta \rightarrow 1$ . Once again, one can recover G91's result by setting  $\cos \theta = 0$ , giving  $R = 2.2$ . The maximally anisotropic case corresponds to  $\cos \theta = 1$  (point source) and gives  $R = 7$ . It is thus the absolute maximal ratio between the power radiated in two hemispheres by an isotropic particles distribution in any photon field.

## 3. The self-consistent reilluminated disk: the Newtonian case

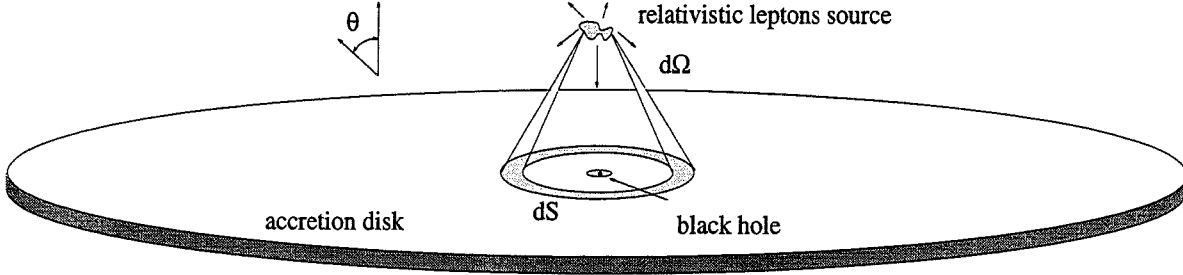
### 3.1. Assumptions of the model

We consider now a self-consistent model where Inverse Compton process takes place on soft photons from the accretion disk, which are themselves emitted as thermal radiation due to the heating of the disk by hard radiation. The disk is modeled by an infinite slab radiating isotropically like a black-body at the same equilibrium temperature (Fig. 1). The high energy source is assumed to be an optically thin plasma of highly relativistic leptons, at rest at a given distance  $Z_0$  above the disk axis. Its size is small enough to be considered as a point source. We consider a Euclidean geometry so that there is no curvature of photon geodesics. The general relativistic case will be studied in an accompanying paper (Petrucci & Henri 1997). The particle distribution is assumed to be isotropic. As long as the disk emission is concerned, there is no need to specify the energy distribution giving rise to IC process. However, the spectrum of high energy radiation will be determined by this distribution. This will be developed in Sect. 4.

### 3.2. The self consistent solution

We shall see now that the above problem admits in fact a unique self-consistent solution in conveniently scaled variables. For a given disk emissivity, the power emitted per unit solid angle by the high energy source is given by Eq. (38), where  $g(\mu) = 1/2$  and the Eddington parameters are to be calculated with the disk emissivity. Integrating over solid angle, one gets the total high energy luminosity:

$$L_t = \frac{16\pi}{3} \sigma_T N \langle \gamma^2 \rangle J. \quad (50)$$



**Fig. 1.** The general pictures of the model. We have drawn straight trajectory of a beam of photons, emitted by the hot source in a solid angle  $d\Omega$ , and absorbed by a surface ring of the disk  $dS$ . We use the notation  $\mu = \cos \theta_0$ .

Thus, the power per unit angle can be expressed as:

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{3L_t}{32\pi} F_{\eta\chi}(\mu). \quad (51)$$

The Eddington coefficients can be at turn calculated if one knows the disk emissivity. Under the hypothesis that the disk reprocesses the whole radiation impinging on it, it is determined by equating the power absorbed and emitted by a surface element  $dS$  of the disk at a radius  $r$  (cf. Fig. (1)):

$$F(r)dS = \frac{dP}{d\Omega} d\Omega = \mu'^3 \frac{dP}{d\Omega} \frac{dS}{Z_0^2} \quad (52)$$

where  $\mu' = -\mu = Z_0(r^2 + Z_0^2)^{-1/2}$  is the cosine of the impinging angle of radiation ( $\mu'$  varies from 1 to 0).

From Eq. (51) and (52), one gets:

$$F(r) = \frac{3L_t}{32\pi Z_0^2} F_{\eta\chi}(-\mu') \mu'^3 \quad (53)$$

Under the assumption of isotropic emissivity of the disk, one gets the specific intensity due to the reemission by the disk at the radius  $r$  toward the source:

$$I(\mu) = \frac{F(r)}{\pi} = \xi \mu^3 F_{\eta\chi}(-\mu) \quad (54)$$

where we define the dimensionless parameter

$$\xi \equiv \frac{3L_t}{32\pi^2 Z_0^2 J}.$$

Inserting this expression in the definition of Eddington parameters, one gets the following linear system

$$\begin{aligned} 1 &= \xi(G_0(1 - \chi) + 4G_1\eta + G_2(3\chi - 1)) \\ \eta &= \xi(G_1(1 - \chi) + 4G_2\eta + G_3(3\chi - 1)) \\ \chi &= \xi(G_2(1 - \chi) + 4G_3\eta + G_4(3\chi - 1)) \end{aligned} \quad (56)$$

where

$$G_n = \frac{1}{2} \int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} \mu^{n+3} d\mu = \frac{1}{2(n+4)} (\mu_{max}^{n+4} - \mu_{min}^{n+4}). \quad (57)$$

This homogeneous system admits a non trivial solution only if the determinant is set to zero, which gives a cubic equation in  $\xi$ . One can then determine the angular parameters  $\eta$  and  $\chi$ , and the emitted flux with Eq. (53). In the case of an infinite slab, one gets simply  $G_n = \frac{1}{2(n+4)}$ . The numerical solutions of the cubic equation are then  $\xi = 1.449, 48.136$  and  $7786.45$ . Only the first one is compatible with the physical constraints  $\eta \leq 1, \chi \leq 1$ . The solutions of the system are approximately  $\eta = 0.82288$  and  $\chi = 0.69957$ .

With these values, the high energy emissivity has the following universal angle dependence:

$$\frac{dP}{d\Omega}(\mu) = L_t(0.0686 - 0.0982\mu + 0.0328\mu^2), \quad (58)$$

and thus the illuminated disk has the corresponding emissivity law:

$$\begin{aligned} F(r) &= \sigma T_{eff}^4(r) \\ &= \frac{L_t Z_0}{(Z_0^2 + r^2)^{3/2}} \times \\ &\quad \left( 0.0686 + \frac{0.0982}{\left(1 + \left(\frac{r}{Z_0}\right)^2\right)^{1/2}} + \frac{0.0328}{1 + \left(\frac{r}{Z_0}\right)^2} \right). \end{aligned} \quad (59)$$

The total disk luminosity is

$$\begin{aligned} L_{disk} &= \int_0^\infty 2\pi r F(r) dr = L_t \frac{4+3\eta}{8} \\ &\simeq 0.8086 L_t. \end{aligned} \quad (60)$$

It represents thus the main part of the total bolometric luminosity  $L_t$ .

### 3.3. Disk emission spectrum

Under the assumption of isotropic blackbody emission, without limb darkening, the emitted spectrum, integrated over angles, can be written as

$$L_\nu = \int_{r_{min}}^{r_{max}} \pi B_\nu(T_{eff}) 2\pi r dr \quad (61)$$



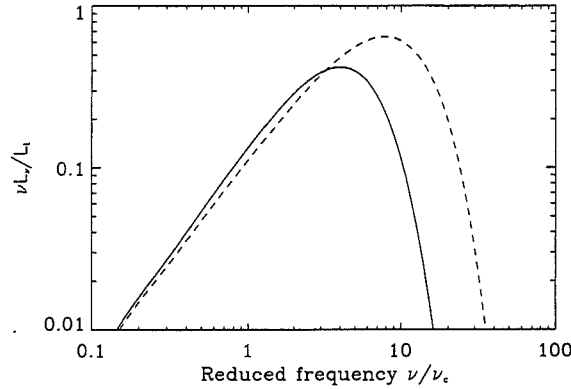


Fig. 2. Spectra of the present illumination model for an infinite slab (plain line) and a standard SS accretion disk in reduced units (see text for definitions). The 2 spectra are normalized in order to have the same low frequency flux.

where the effective temperature  $T_{eff}$  is defined in Eq. (59) and  $B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[ \exp\left(\frac{h\nu}{k_B T_{eff}(r)}\right) - 1 \right]^{-1}$  is the usual Planck source function.

Introducing the characteristic variables:

$$T_c \equiv \left( \frac{3L_t}{32\pi\sigma Z_0^2} \right)^{1/4} \quad (62)$$

$$\nu_c \equiv k_B T_c / h \quad (63)$$

and defining the following reduced variables:

$$\begin{aligned} \bar{T} &= T/T_c \\ \bar{\nu} &= \nu/\nu_c \\ \bar{L}_{\bar{\nu}} &= \frac{\nu_c}{L_t} L_\nu, \end{aligned} \quad (64)$$

one can write the emitted spectrum in the universal form:

$$\bar{T}(\mu') = \mu'^{3/4} F_{\eta\chi}(-\mu')^{1/4} \quad (65)$$

$$\bar{L}_{\bar{\nu}} = \frac{45\bar{\nu}^3}{16\pi^4} \int_{\mu'_{min}}^{\mu'_{max}} \mu'^{-3} \left[ \exp\left(\frac{\bar{\nu}}{\bar{T}(\mu')}\right) - 1 \right]^{-1} d\mu'. \quad (66)$$

It is interesting to compare this spectrum with that of a standard SS accretion disk. The flux emitted by a SS disk with a null torque at the inner radius  $r_i$  is given by

$$F(r) = \sigma T_{eff,SS}^4(r) = \frac{3r_i L_{disk}^{(SS)}}{2\pi r^3} \left( 1 - \left( \frac{r_i}{r} \right)^{1/2} \right). \quad (67)$$

For large  $\nu$ , emitted at large distances, the spectra have the same slope, with the dependence  $L_\nu \propto \nu^{1/3}$ . This is because the release of gravitational energy and the illumination by a central source give rise to the same dependence of the energy flux at large distance  $F(r) \propto r^{-3}$ .

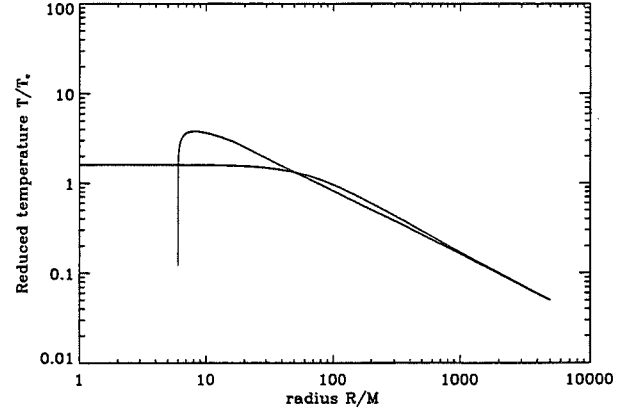


Fig. 3. Radial temperature profile of the present illumination model for an infinite slab (plain line) and a standard SS accretion disk (dashed line). The 2 curves are also normalized in order to have the same asymptotic behaviors for  $r \rightarrow \infty$ .

Inspection of formulae (53), (61) and (67) show that the low frequency luminosity will be the same for both models if

$$\frac{L_{disk}}{L_{disk}^{(SS)}} = \frac{2(4+3\eta)}{(3-\chi)} \left( \frac{r_i}{z_0} \right) \quad (68)$$

For a Schwarzschild black hole with a mass  $M$ ,  $r_i = 6GM/c^2$ .

For comparison, we have chosen  $Z_0 = 70GM/c^2$ . Fig. (2) represents the exact spectrum emitted by the disk in our illumination model, with  $\mu'_{min} = 0$  and  $\mu'_{max} = 1$ , and in the standard SS model. Fig. (3) represents the corresponding radial temperature profile for both models. As one can see, in the illumination model, the temperature stops rising at a distance  $r \sim Z_0$  whereas it keeps growing in the standard accretion disk model, where most of accretion energy is released at the smallest radii. As a consequence, for the same low frequency flux, the illumination model predicts a lower bolometric luminosity, and peaks at a lower frequency than the standard SS model.

#### 3.4. Ratio of high energy to disk emission

The model predicts also a definite ratio between the high energy IC luminosity and the disk thermal emission; the total (non intercepted) IC luminosity is emitted in the upper hemisphere ( $0 \leq \mu \leq 1$ ), whereas the disk luminosity is equal to the IC luminosity in the lower hemisphere ( $-1 \leq \mu \leq 0$ ). From Eq. (51), one gets

$$\begin{aligned} R &= \frac{L_{he}}{L_{disk}} = \frac{\int_0^1 \frac{dP}{d\Omega} 2\pi d\mu}{\int_{-1}^0 \frac{dP}{d\Omega} 2\pi d\mu} \\ &= \frac{1-3\eta/4}{1+3\eta/4} \end{aligned} \quad (69)$$

One has  $R \sim 0.237$  for an infinite plane. One can also evaluate the ratio between the apparent disk and high energy luminosities

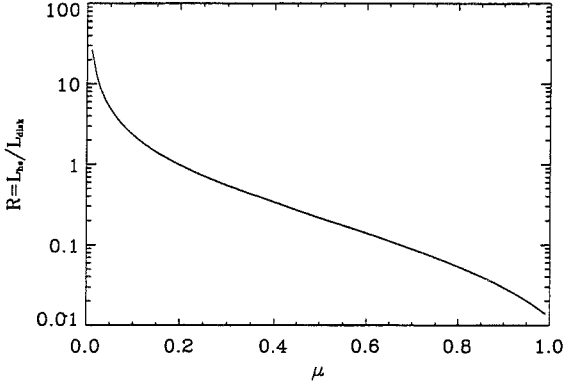


Fig. 4. Ratio of high energy to soft energy luminosity as a function of inclination angle, in logarithmic scale. The disk is modeled by an infinite slab.

in a given direction of observation  $\mu_0$ . It is given by:

$$R(\mu_0) = \frac{\pi(dP/d\Omega)_{IC}}{\mu_0 L_{disk}} = \frac{3F_{\eta X}(\mu_0)}{4\mu_0(4+3\eta)}. \quad (70)$$

This function is displayed in Fig. (4). It presents a minimum on the disk axis ( $\mu_0 = 1$ ), both because the disk emission is maximal at small inclination angle, and IC is minimal because of the soft photon anisotropy. Thus, the model predicts that the observed X/UV ratio is smaller than 1 for  $\mu_0 \geq 0.2$ , and can be as low as 0.012.

#### 4. Application to AGN

##### 4.1. The high energy spectrum

As reminded in the introduction, the high energy emission of Seyfert galaxies can be well reproduced by a primary power-law spectrum with a spectral index  $\alpha \simeq 0.9$ , superimposed on more complex structures, that can be produced by the reflection of the hard X-rays on a cold surface. Although the precise modeling of such a reflection component is beyond the scope of this paper, it is clearly compatible with the above picture. The primary power-law emission should be associated with the emission from the hot source, and the UV-optical component (Blue Bump) associated with the reprocessed radiation, together with a Compton backscattered component in X-rays (not taken into account in the present model). Noticeably, this power law is exponentially cut-off above a characteristic energy of about 100 keV, with some uncertainty its precise value. Contrarily to thermal models, where this cut-off is related to the temperature of the hot comptonizing plasma, we propose to interpret it as a high energy cut-off of the relativistic energy distribution. If the UV bump is located around 10 eV, this gives an cut-off Lorentz factor  $\gamma_0 \sim 10^2$ . Although a detailed model of the high energy source is again out of the scope of this work, one can note that

a model associating pair production and pair reacceleration can provide such upper cut-off, to avoid catastrophic run-away pair production (Done et al. 1990 ; Henri & Pelletier 1991).

To account for the high energy cut-off, we will assume that the particles (electrons or positrons) energy distribution function (integrated over volume) has the form:

$$n(\gamma) = N_0 \gamma^{-s} \exp\left(-\frac{\gamma}{\gamma_0}\right), \quad \gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max} \quad (71)$$

Inserting this function in Eq. (43), noting that  $f(\gamma, \mu) = n(\gamma)/2$ , one gets the expression of high energy specific power:

$$\frac{dP}{d\Omega d\nu} = \frac{N_0 \sigma_T}{4} J F_{\eta X}(\mu) \left(\frac{\langle \epsilon_s \rangle A(\mu)}{h}\right)^{(s-3)/2} \nu^{-(s-1)/2} \times \exp\left(-\left(\frac{\nu}{A(\mu)\nu_0}\right)^{1/2}\right) \quad (72)$$

where  $\nu_0 = \gamma_0^2 \langle \epsilon_s \rangle / h$  is a high energy frequency cut-off.

Integrating Eq. (38) over all angles, one can also write the total high energy luminosity as:

$$L_t = \frac{16\pi}{3} C_0 N_0 \sigma_T J \gamma_0^{(3-s)} \quad (73)$$

where  $C_0$  is expressed as an incomplete gamma function:

$$C_0 = \int_{\gamma_{min}/\gamma_0}^{\gamma_{max}/\gamma_0} x^{2-s} \exp(-x) dx = \Gamma(3-s; \gamma_{min}/\gamma_0; \gamma_{max}/\gamma_0) \quad (74)$$

One can also evaluate the mean photon energy

$$\langle \epsilon_s \rangle = \frac{J}{\bar{J}} = C_1 h \nu_c \quad (75)$$

where

$$C_1 = \frac{8\zeta(4)}{3\zeta(3) \int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} \bar{T}(\mu)^3 d\mu} \quad (76)$$

where  $\zeta(n)$  is the Riemann Zeta function. One can finally compute the photon number anisotropy parameter  $\bar{\eta}$ , appearing in the computation of  $A(\mu)$  (cf. Eq. (33)):

$$\bar{\eta} = \frac{\bar{H}}{\bar{J}} = \frac{\int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} \mu \bar{T}(\mu)^{3/4} d\mu}{\int_{\mu_{min}}^{\mu_{max}} \bar{T}(\mu)^{3/4} d\mu}. \quad (77)$$

remembering that the specific intensity emitted by the disk is supposed to be the Planck function. For  $\mu_{min} = 0$  and  $\mu_{max} = 1$ , one gets  $C_1 \simeq 3.41$  and  $\bar{\eta} \simeq 0.788$ . Using the reduced variables defined by Eq. (64), one gets finally the following expression for the high energy specific power:

$$\frac{d\bar{P}}{d\Omega d\bar{\nu}} = \frac{3\gamma_0^{s-3}}{64\pi C_0} (C_1 A(\mu))^{(s-3)/2} \bar{\nu}^{(1-s)/2} \times F_{\eta X}(\mu) \exp\left[-\left(\frac{\bar{\nu}}{A(\mu)\bar{\nu}_0}\right)^{1/2}\right] \quad (78)$$

with  $\bar{\nu}_0 = \nu_0/\nu_c$ . Noticeably, the high energy cut-off depends on the inclination angle, the smallest angles giving the lowest cut-off.

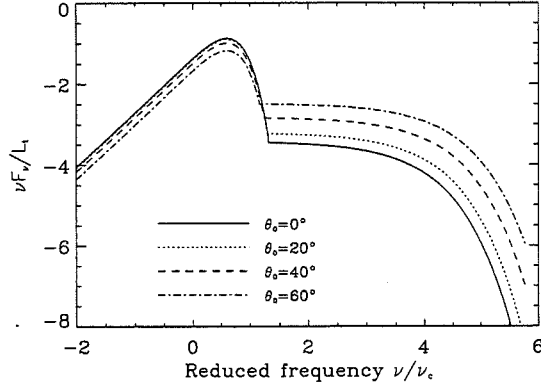


Fig. 5. Broad band spectra for various inclination angles, in reduced units. The values of parameters are the following:  $s = 3$ ,  $\bar{\nu}_0 = 10^4$ . We use logarithmic scales.

#### 4.2. Validity of the point source approximation

It is obvious that a point source is a convenient, but unrealistic approximation of the real geometry of the source, since it has a zero cross section and a infinite Thomson opacity. Rather, for a given number  $N$  of scattering particles, one gets a minimal size  $R_{min}$  for the source being optically thin; for a homogeneous sphere, it requires

$$R \geq R_{min} = \left( \frac{3N\sigma_T}{4\pi} \right)^{1/2} \quad (79)$$

This hot source will sustain a solid angle  $\Omega \simeq \pi(R_{min}/Z_0)^2$ . The total number of particles in the optically thin regime can be calculated by Eq. (55) and (50), which yields:

$$N = \frac{2\pi Z_0^2 \xi}{\sigma_T \langle \gamma^2 \rangle} \quad (80)$$

Using the distribution function given by Eq. (71), one gets

$$\langle \gamma^2 \rangle = \gamma_0^2 \frac{\Gamma(3-s; \gamma_{min}/\gamma_0; \gamma_{max}/\gamma_0)}{\Gamma(1-s; \gamma_{min}/\gamma_0; \gamma_{max}/\gamma_0)} \quad (81)$$

Combining Eq. (79), (80) and (81), one obtains a estimate of the minimal radius of the source:

$$\frac{R_{min}}{Z_0} = \frac{1}{\gamma_0} \left( \frac{3\xi\Gamma(1-s; \gamma_{min}/\gamma_0; \gamma_{max}/\gamma_0)}{2\Gamma(3-s; \gamma_{min}/\gamma_0; \gamma_{max}/\gamma_0)} \right)^{1/2} \quad (82)$$

Fig. (6) represents the contour plot of  $R_{min}/Z_0$  as a function of  $\gamma_0$  and  $s$ , for  $\gamma_{min} = 1$  and  $\gamma_{max} = \infty$ . As we have mentioned, high energy observations of Seyferts seem to favour values of  $\gamma_0 \simeq 10^2$ , and  $s \simeq 3$ . This corresponds to  $R/Z_0 \simeq 0.5$ , which means that the hot source is not really point-like, but moderately extended: it could be realized by a region with a radius  $R \sim 15r_g$ , located around  $Z_0 \sim 30r_g$ . These values seem reasonable for a shock in the inner region of a jet emitted by an accretion disk. Of course, a correct treatment should take into account

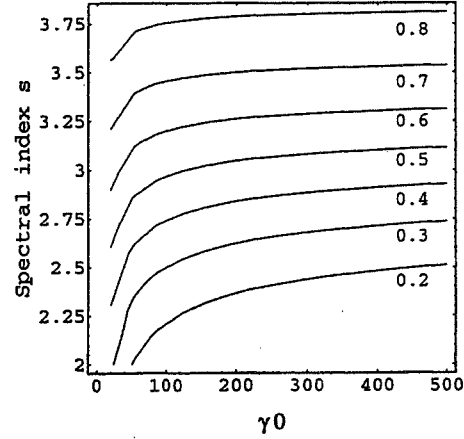


Fig. 6. Contour plot of the minimal angular size of the source  $R_{min}/Z_0$ , as a function of the spectral index  $s$  and the cut-off Lorentz factor  $\gamma_0$ . The limits of the particle energy distribution are  $\gamma_{min} = 1$  and  $\gamma_{max} = \infty$ .

the finite size of the source, but the calculations are much more involved if the particles are off-axis: the present theory must be considered as a preliminary one, and the application to the extended case will be treated in a future work.

#### 4.3. Application to broad-band spectra

Fig. (5) represents the overall spectra predicted by the model for different inclination angles, ranging from  $\theta_0 = 0^\circ$  to  $60^\circ$ . For all these angles, the X-ray luminosity is apparently smaller than the UV bump. Higher inclination angles will probably lead to strong absorption through the external parts of the disk, presumably a molecular torus: in the unification scheme, they would correspond to Seyfert 2 galaxies (but see below). The UV/X ratio depends markedly on the inclination angle: noticeably, the smaller ratio correspond to almost face-on objects. The upper energy cut-off is also lightly angle dependent, due to the  $A(\mu)$  factor in Eq. (79). Face-on objects have the lowest cut-off.

Direct comparison with observations is difficult at this stage, because the model does not include other important components, like the absorption edge, the Compton reflection feature and the fluorescent Fe K $\alpha$  line that are observed in many Seyferts. Without detailed calculations, it can be expected however that these components are more pronounced that those predicted by an isotropic illumination model, the mean enhancement factor being of the order of  $R^{-1} \simeq 4$  (Eq. (69)). Ginga and more recent ASCA observations (Nandra et al. 1997) have found large equivalent widths for the Fe K $\alpha$  line, with a mean value around  $230 \pm 60$  eV, but up to  $550_{-120}^{90}$  eV for NGC 4151, whereas detailed calculations of George and Fabian (1991) and Matt et al. (1991) predicted a value around 140 eV. These results depend however on the ionization state of the matter (Matt et al. 1993) and the assumed iron abundance (Reynolds et al. 1995). Clearly more work must be done to clarify this issue.

The resolved line profiles seen by ASCA can be well fitted by an illuminated accretion disk in rotation around a black hole, with  $\simeq 50$  per cent of the line emission originating within  $\simeq 20 r_g$ , and  $\simeq 80$  per cent within  $\simeq 100 r_g$  (Nandra et al. 1997): this is thus compatible with a hot source located at a few ten  $r_g$  above the disk.

Although a precise prediction of UV/X flux is difficult to assess, we have used the work of Walter & Fink (1993), who compared the X and UV flux in a large sample of Seyfert 1 galaxies, to make a rough comparison with our model. We assumed that the 1375 Å flux is close to the maximum of the UV bump, whereas the 2 keV flux is not strongly contaminated by the soft excess or the reflection component, and is representative of the low energy part of the hard X-ray spectrum given by Eq. (72). We thus consider the apparent UV/X ratio  $R_a$  of these two values.

In our model, the maximum of the UV bump is found numerically to be  $\bar{\nu} L_{\bar{\nu},max} \simeq 0.419$  at  $\bar{\nu} \simeq 4$ . With the geometrical factor due to disk inclination, one gets thus

$$\bar{\nu} \frac{d\bar{P}_{UV}}{d\Omega d\bar{\nu}}(\mu) \simeq \frac{0.419}{\pi} \mu \quad (83)$$

The hard X-ray flux at low energy is given by Eq. (72) with  $\bar{\nu} \ll \bar{\nu}_0$ . Taking  $s = 3$  for simplicity, one gets

$$\bar{\nu} \frac{d\bar{P}_X}{d\Omega d\bar{\nu}}(\mu) \simeq \frac{3F_{\eta X}(\mu)}{64\pi C_0} \quad (84)$$

, so that:

$$R_a(\mu) \simeq 9.05 \frac{\mu C_0}{F_{\eta X}(\mu)} \quad (85)$$

Now for a sample of  $N_g$  galaxies oriented randomly between  $\mu = 0$  and  $\mu = 1$ , one expects a uniform distribution

$$\frac{dN}{d\mu} = N_g \quad (86)$$

One gets the probability distribution of the UV/X ratio  $R_a$ :

$$\frac{dP}{dR_a} = \left| \frac{d\mu}{dR_a} \right| = \frac{F_{\eta X}(\mu)^2}{9.05 C_0 (3 - \chi - (3\chi - 1)\mu^2)} \quad (87)$$

Fig. (7) represents the comparison of observed and predicted probability distribution of the apparent UV/X ratio  $R_a$ , for  $\gamma_0 = 10^2$ . To derive the probability density  $dP/dR_a$ , the observed values have been binned into intervals of width 5, and statistical error bars have been added. The agreement is very satisfactory, which can be rather fortuitous in view of the approximations used.

Although the widespread opinion, based on unification models, is that Seyfert 1 galaxies are seen nearly pole-on, whereas Seyfert 2 are their edge-on counterparts, there is some evidence that the reality may be more complex. In a statistical study of the 48 Seyfert galaxies from the CfA catalog, Edelson et al. (1987) concluded that all Seyfert 2, but only one third of Seyfert 1, present an excess at 60  $\mu m$ , attributed to thermal emission from

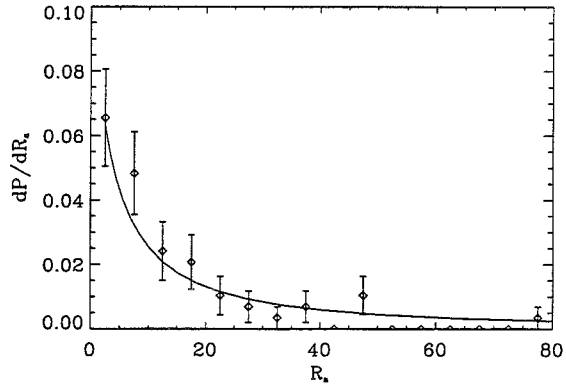


Fig. 7. Comparison of the probability distribution of apparent UV/X ratio  $R_a$  compiled by Walter and Fink(1993) and the predicted values, with  $\gamma_0 = 10^2$ .

dust. Since emission from dust is not expected to be highly anisotropic, it would imply that the unification model applies only to a subclass of objects, which possess an obscuring torus with some opening angle. The other subclass could not possess this torus, and give only Seyfert 1 galaxies seen under any inclination angle. This could explain the presence of high inclination angles, i.e. low UV/X ratios galaxies. But of course, a large intrinsic or extrinsic absorption could change a lot this picture.

#### 4.4. Scaling laws

As is well known, a usual assumption for the mass-luminosity ratio of AGN is that the bolometric luminosity is limited by the radiation pressure to the Eddington luminosity:

$$L_E = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} \quad (88)$$

This relationship predicts a linear correlation between mass and luminosity for Eddington accreting black-holes,  $L \propto M$ ; the corresponding Eddington temperature is given by

$$T_E = \left( \frac{L_t}{4\pi r_g^2} \right)^{1/4} \propto M^{-1/4}. \quad (89)$$

We show here that the present model predicts different scaling laws, if one adds some supplementary assumptions on the physics of the hot source. At first sight, all equations of the models are linear with respect to the global luminosity, so no particular relationship is predicted between the luminosity and other parameters like  $M$  or  $Z_0$ . However things are different if one considers the microphysics and a realistic geometry of the hot source. First, let us consider again the upper energy cut-off of the IC spectrum discussed in Paragraph (2.4). Observations seem to show that all Seyfert galaxies have the cut-off around the same value, approximately 100 keV; however, when taking into account the reflection component, this estimate could

be somewhat higher, up to 400 keV (Zdziarski et al. 1995). This is sufficiently close to pair production threshold to make plausible the idea that this cut-off is in some way fixed by a regulation mechanism to avoid run-away pair production. In this case, the cut-off energy is a physical quantity, determined by microphysics rather than macrophysical quantities. The maximal energy of photons produced by IC process is of the order

$$\gamma_0^2 h\nu_c \approx \text{constant}. \quad (90)$$

Now it is plausible that the size of the source and its distance to the black hole are controlled by the global environment responsible for the hot source. Conceivably, it could be realized through a strong shock terminating an aborted jet. If one makes the (admittedly crude) assumption that all distances scale like the hole radius  $r_g$ , then one gets  $R/Z_0 \approx \text{constant}$ . For a given spectral index  $s$ , Eq. (82) predicts  $\gamma_0 \approx \text{constant}$ , and Eq. (90) gives  $\nu_c \approx \text{constant}$ . Finally one gets the following scaling laws:

$$T_c \propto \nu_c \propto M^0 \approx \text{constant} \quad (91)$$

$$L_t \propto M^2. \quad (92)$$

that is, the temperature of the Blue Bump does not depend on the mass and the luminosity scales like the square of the mass. Of course, one could observe substantial variations of at least one of these quantities if  $s$  or  $\Omega$  varies, either by a variation of  $Z_0$  or a variation of  $R$ . Interestingly, observations seem to corroborate these behaviors: on a sample of many quasars and galaxies spanning a large range of masses, Walter & Fink (1993) found that the Blue Bump and soft X-ray excess were approximately in the same ratio, although the central masses can differ by a factor  $10^4$ . This is very hard to explain in the frame of conventional accretion models. In another study, using a specific model to describe the width of Broad Lines from the emission by the external part of the disk, Collin-Souffrin & Joly (1991) have deduced the inclination angles and central masses of a sample of Seyfert 1 galaxies and quasars. They found a correlation between mass and luminosity under the form  $L \propto M^\beta$ , with  $\beta = 1.8 \pm 0.6$ . Although these results have been obtained on a limited sample, they are compatible with the previous results and clearly different from those predicted by the standard accretion disk models. A rather intriguing consequence is that there is a maximal mass above which the accretion becomes impossible by such a mechanism, where the luminosity predicted by Eq. (92) gets higher than the Eddington luminosity. From Eq. (62) and (75), the total luminosity can be written under the form:

$$L_t = \frac{256\pi^6 G^2}{45C_1^4 h^3 c^6} (Z_0/r_g)^2 M^2 \langle \epsilon_s \rangle^4 \quad (93)$$

Comparing with Eq. (88), one finds that  $L_t = L_{\text{edd}}$  for

$$M = \frac{45C_1^4 h^3 c^7 m_p}{64\pi^5 G \sigma_T} (Z_0/r_g)^{-2} \langle \epsilon_s \rangle^{-4} \quad (94)$$

$$= 10^{10} \left( \frac{Z_0}{30r_g} \right)^{-2} \left( \frac{\langle \epsilon_s \rangle}{5\text{eV}} \right)^{-4} M_\odot \quad (95)$$

This value is surprisingly close to that commonly invoked for the most luminous known quasars, which apparently accrete at a near-Eddington rate. It is however unclear how accretion would be stopped for higher central masses, since the radiation pressure can be effective only if the central engine actually radiates.

## 5. Conclusion

We have shown that a model based on reillumination of a disk by an anisotropic IC source could lead to a self-consistent picture where the angular distribution of high energy radiation and the radial temperature distribution of the disk are mutually linked and both determined in a single way. The model offers a simple explanation for the correlated long term variability of X and UV radiation, the short term variability of X-rays non correlated with UV variations, and the apparent X/UV deficit that seems contradictory with simple reillumination models. In its simplest form, it predicts a unique shape of disk spectrum and a X/UV ratio depending only on the inclination angle. The predicted values are in good agreement with observations. In an accompanying paper (Petrucci & Henri 1997), we shall study the influence of relativistic corrections on the above scheme to account for the gravitational effect of a Schwarzschild or a Kerr black hole. A precise comparison with real spectra should also include other components, such as a reflection component and a fluorescent Fe K $\alpha$  line. This is deferred to a future work.

## References

- Begelman M.C., Blandford R.D., Rees M.J., 1984, *Rev. Mod. Phys.* 56, 255
- Clavel J. et al. 1992, *ApJ*, 393, 113
- Collin-Souffrin S., Joly M., 1991, *Disks and Broad Line Regions*. In: Duschl W.J., Wagner S.J. (eds) *Physics of Active Galactic Nuclei*. Springer-Verlag, p. 195
- Dermer C.D., Gehrels N., 1995, *ApJ* 447, 103
- Dermer C.D., Schlickeiser R., 1992, *Science* 257, 1642
- Done C., Ghisellini G., Fabian A. C., 1990, *MNRAS* 245, 1
- Edelson R.A., Malkan M.A., Rieke G.H., 1987, *ApJ* 321, 233
- Field G.B., Rogers R.D., *ApJ* 403, 94
- George I.M., Fabian A.C., 1991, *MNRAS* 249, 352
- Ghisellini G., George I.M., Fabian A.C., Done C., 1991, *MNRAS* 248, 14
- Haardt F., Maraschi L., 1991, *ApJ* 380, L51
- Haardt F., Maraschi L., 1993, *ApJ* 413, 507
- Haardt F., Maraschi L., Ghisellini G., 1995, *ApJ* 432, L95
- Henri G., Pelletier G., 1991, *ApJ* 383, L7
- Jourdain E., et al., 1992a, *A&A* 256, L38
- Lightman A.P., White T.R., 1988, *ApJ* 335, 57
- Maisack M., et al., 1993, *ApJ* 407, L61
- Marcowith A., Henri G., Pelletier G., 1995, *MNRAS* 277, 681
- Matt G., Perola G.C., Piro L., 1991, *A&A* 247, 27
- Matt G., Fabian A.C., Ross R.R., 1993, *MNRAS* 262, 179
- Nandra K., Pounds K. A., 1994, *MNRAS* 268, 405
- Nandra K., et al., 1997, *ApJ* 477, 602
- Perola G.C., et al., 1986, *ApJ* 306, 508.
- Petrucci P.O., Henri G., 1997, *A&A*, in press.

- Pounds K.A., et al., 1990, Nat 344, 132  
Punch M., et al., 1992, Nat 358, 477  
Reynolds C.S., Fabian A.C., Inoue H., 1995, MNRAS 276, 1311  
Quinn J., et al., 1996, ApJ 456, L83  
Shakura N.I., Sunayev R.A., 1973, A&A 24, 337  
Svensson R., 1996, A&AS, in press.  
von Montigny C., et al., 1995, ApJ 440, 525  
Walter R., Fink, H.H., 1993, A&A 274, 105  
Weaver K.A., Arnaud K.A., Mushotzky R.F., 1995, ApJ 447, 121  
Zdziarski A.A., Ghisellini G., George I.M., Svensson R., Fabian A.C.,  
Done C., 1990, ApJ 363, L1  
Zdziarski A. A., Johnson W.N., Done C., Smith D., McNaron-Brown  
K., 1995, ApJ 438, L63

## Publication

Anisotropic illumination of AGN's accretion disk by a non thermal source:  
II General relativistic effects.

Petrucci & Henri, *Astron. Astrophys.* 326, 99-107 (1997)

# Anisotropic illumination of AGN's accretion disk by a non thermal source

## II. General relativistic effects

P.O. Petrucci and G. Henri

Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, B.P. 53X, F-38041 Grenoble Cedex, France

Received 4 November 1996 / Accepted 28 April 1997

**Abstract.** In a previous paper (Henri & Petrucci in press, hereafter Paper I), we have derived a new model in order to explain the UV and X-ray emission of radio quiet AGNs. This model assumes that a point source of relativistic leptons ( $e^+$ ,  $e^-$ ) illuminates the accretion disk of the AGN by Inverse Compton process. This disk is supposed to be simply represented by a finite slab which radiates only the energy reprocessed from the hot source. The radiation field within the hot source region is therefore highly anisotropic, which strongly influences the Inverse Compton process. The different Eddington parameters characterizing the radiative balance of this system have been calculated self-consistently in the Newtonian case (Paper I) giving a universal spectrum for a given inclination angle. In this paper, we take into account relativistic effects by including the gravitational redshift, the Doppler boosting and the gravitational focusing due to the central supermassive black hole. This has the effect of modifying the radial temperature profile in the innermost region of the disk (at some gravitational radii). However, the spectrum is hardly different from that obtained in the Newtonian case, unless the hot source is very close to the black hole. These results are clearly different from standard accretion disk models where the gravitational energy is mainly released in the vicinity of the black hole.

**Key words:** galaxies: active – galaxies: Seyfert – accretion, accretion disk – ultraviolet: galaxies – X-rays: galaxies – relativity

### 1. Introduction

It is now generally agreed that the engine of high power emission in AGNs is a supermassive black hole of  $10^6 - 10^9 M_\odot$ , accreting matter from a surrounding accretion disk (Shakura & Sunyaev 1973; Rees 1984). Besides, several satellites observations of radio quiet Seyfert galaxies have allowed to obtain an average high energy (X-ray/ $\gamma$ -ray) spectrum, better reproduced by a complex superposition of a primary power law, a reflected

component from a cold thick gas, a fluorescent iron K line and an absorption by a hot medium (Pounds et al. 1990). On the other hand, Clavel et al. (1992) have shown a close simultaneity between UV and optical variations of some Seyfert galaxies, which cannot be reproduced by standard accretion disk models. Rather, these results are better explained if the UV-optical emission comes from the reprocessing of hard radiation emitted by a hot source above the disk. In Paper I, we have proposed a new model involving a point source of relativistic leptons (the hot source) emitting hard radiation by Inverse Compton (IC) process on soft photons produced by the accretion disk. The disk itself radiates only through the reprocessing of the hard radiation impinging on it. Such a geometry is highly anisotropic, which takes a real importance in the computation of IC process (Ghisellini et al. 1991; Paper I). Paper I dealt only with the Newtonian case and did not include the relativistic effects: these are first, the Doppler shift due to the rotation of the disk; second the gravitational shift, undergone by photons which follow a null geodesic, either from the disk to the hot source and inversely, or from the AGN to the observer at infinity; and third, the gravitational focusing, most important for rays of light skimming the black hole. Thus, the subject of this paper (Paper II) is to extend this simple model to the general relativistic formulation appropriate to a Kerr black hole. The organization is as follows. We will establish, in Sect. 2, the general equations which govern the radiative balance between the hot source and the accretion disk in an axisymmetric gravitational field. We will study the case of a rotating black hole in the Kerr metrics in Sect. 3. In Sect. 4, we will finally obtain the power spectra emitted by this model for different values of the inclination angles and the height of the hot source, and conclude on the importance of the gravitational effects on the overall spectrum.

### 2. Relativistic energy balance equations

The geometry of the system, formed by the hot source and the accretion disk, is sketched in Fig. 1. The energy balance can be solved self-consistently, for a given disk emissivity law. Actu-



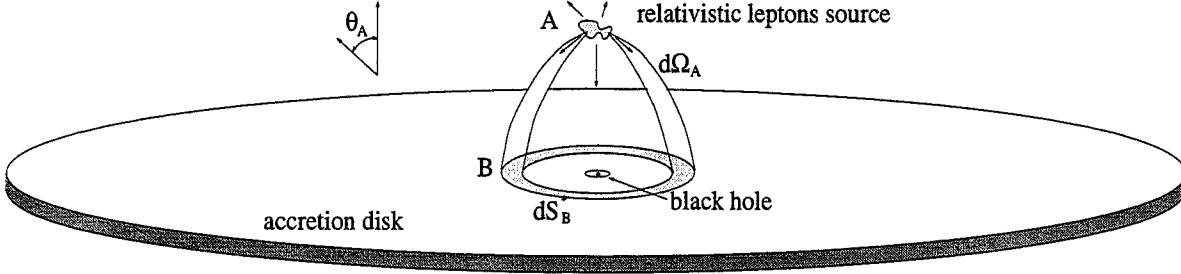


Fig. 1. The general picture of the model. We have also drawn the trajectory of a beam of photons emitted by the hot source in a solid angle  $d\Omega_A$  and absorbed by a surface ring  $dS_B$  on the disk. The letters A and B refer to the indices define in part (2.1).

ally, the emission of the disk is entirely controlled by the hard radiation angular distribution, which is at turn determined by the disk emissivity through the anisotropic IC process. In Paper I, we solved the Newtonian case of this radiative balance by solving a system of 3 equations between the 3 Eddington parameters characterizing the photon field. When relativistic effects are taken into account, the same principle can be used, but with some modifications. First, the photons do not follow any more straight trajectories, but geodesics whose equations must be deduced from the metrics. Second, one must take care of gravitational and Doppler shifts between the hot source, the rotating accretion disk and the observer at infinity.

### 2.1. The different frames

The Kerr metrics describes the exterior metrics of an stationary axisymmetric gravitational field around a rotating body. It is completely specified by its total mass  $M$  and angular momentum per unit mass  $a$ . The line element can be written in Boyer-Lindquist coordinates as follows (we use convenient units such that  $c = G = 1$ ; then the unit length is  $GM/c^2 = R_g/2 = M$ ,  $R_g$  being the Schwarzschild radius):

$$ds^2 = -e^{2\nu} dt^2 + e^{2\psi} (d\phi - \omega dt)^2 + \Delta^{-1} \Sigma dr^2 + \Sigma d\theta^2 \quad (1)$$

where

$$A = (r^2 + a^2)^2 - a^2 \Delta \sin^2 \theta \quad (2)$$

$$\Delta = r^2 + a^2 - 2Mr \quad (3)$$

$$\Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta \quad (4)$$

$$e^{2\nu} = A^{-1} \Delta \Sigma \quad (5)$$

$$e^{2\psi} = A \Sigma^{-1} \sin^2 \theta \quad (6)$$

$$\omega = 2aMrA^{-1}. \quad (7)$$

Yet, as shown by Bardeen et al. (1972), physics is not simple in the Boyer-Lindquist coordinate frame. First, the dragging of inertial frame becomes so severe as we approach the Kerr black hole, that the line element  $ds^2$  goes time-like. Second, the metrics is non-diagonal which introduces algebraic complexities. For those reasons, Bardeen introduced the locally non-rotating frames (LNRF, Bardeen et al. 1972) to cancel out, as much as

possible, the “frame dragging” effects of the hole rotation. They are linked to observers whose world lines are  $r = \text{constant}$ ,  $\theta = \text{constant}$  and  $\phi = \omega t + \text{constant}$ . We will used the same method here. We defined the set of frames  $\mathfrak{R}$  as these LNRF. For a Schwarzschild black hole, they correspond simply to the curvature coordinates frame  $(r, \theta, \phi)$ . We also define the set of frames  $\mathfrak{R}^*$  which locally rotate with the disk. All terms computed in these frames are labeled with a star.

The quantities expressed at the hot source location ( $\theta = 0$ ,  $r = Z_0$ ) are indexed with an A. They are indexed with a B when they are computed on the surface of the disk ( $\theta = \frac{\pi}{2}$ ). For example, a differential elementary surface of the disk, expressed in the rotating frame  $\mathfrak{R}^*$ , will be noted  $dS_B^*$  (cf. Fig. 1). The gravitational shift between any point P and Q is noted  $(1 + z)_{PQ} = \frac{(1 + z_{P\infty})^{PQ}}{(1 + z_{Q\infty})^{PQ}}$ , with  $(1 + z_{P\infty})^{PQ} \equiv \frac{\lambda_e}{\lambda_o}$ ,  $\lambda_e$  being the emitted wavelength of a photon and  $\lambda_o$  the observed wavelength at infinity along the geodesic connecting P and Q.

### 2.2. Computation of the specific intensity

The radiative balance between the energy radiated by the disk and that radiated by the hot source of relativistic leptons gives the relation:

$$F^*(r_B) = \frac{dP_B^*}{dS_B^*} = (1 + z)_{B^*A}^2 \left( \frac{dP_A}{d\Omega_A} d\Omega_A \right) \frac{1}{dS_B^*}. \quad (8)$$

Here,  $F^*(r_B)$  is the flux emitted in the frame rotating with the disk, by the surface ring which radius is in the range  $[r_B, r_B + dr_B]$ , and we use the fact that the ratio  $\frac{dP_Q}{(1 + z_{Q\infty})^2}$  (where  $dP_Q$  is the radiative power, measured in Q, released by the hot source) is a relativistic invariant. Using, now, the covariance of the space-time quadrivolume between the 2 inertial frames  $\mathfrak{R}$  and  $\mathfrak{R}^*$ , we obtain:

$$\underbrace{dS_B^* dt_B^* dh_B^*}_{\text{in } \mathfrak{R}^*} = \underbrace{dS_B dt_B dh_B}_{\text{in } \mathfrak{R}} \quad (9)$$

where  $dh_B^*$  and  $dh_B$  are the elementary space intervals in the Z direction. Since there is no motion along this direction,  $dh_B^* = dh_B$  and thus, combining Eqs. (8) and (9), one gets:

$$\begin{aligned} F^*(r_B) &= \left( \frac{dP}{d\Omega_A} d\Omega_A \right) \frac{1}{dS_B} \frac{dt_B^*}{dt_B} (1+z)_{B^*A}^2 \\ &= \frac{dP}{d\Omega_A} \frac{d\Omega_A}{dS_B} (1+z)_{BB^*} (1+z)_{B^*A}^2. \end{aligned} \quad (10)$$

We suppose the disk to radiate isotropically like a blackbody at the temperature  $T_{\text{eff}}$ . So, one gets also:

$$F^*(r_B) = \pi I_B^*(r_B) \quad (11)$$

$$= \sigma T_{\text{eff}}^4(r_B). \quad (12)$$

The ratio  $\frac{dP}{d\Omega_A}$  of the power emitted by the hot source by solid angle unit, is derived in Eq. (48) of Paper I. One gets (with  $\mu_A = \cos\theta_A$ , cf. Fig. 1):

$$\frac{dP}{d\Omega_A} = \frac{3L_t}{32\pi J_A} [(3J_A - K_A) - 4H_A\mu_A + (3K_A - J_A)\mu_A^2] \quad (13)$$

where  $J_A$ ,  $H_A$  and  $K_A$  are the three Eddington parameters defined by:

$$\begin{aligned} J_A &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(\mu_A) d\mu_A \\ H_A &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(\mu_A) \mu_A d\mu_A \\ K_A &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I(\mu_A) \mu_A^2 d\mu_A. \end{aligned} \quad (14)$$

The gravitational shifts  $(1+z)_{B^*A}$  and  $(1+z)_{BB^*}$  and the Jacobian  $\frac{d\Omega_A}{dS_B}$  of Eq. (10) will be developed in the next section. We deduce from Eqs. (10), (11) and (13) the general expression of the specific intensity of the radiation emitted by the disk, in the rotating frame  $\mathcal{R}^*$ :

$$\begin{aligned} I_B^*(r_B) &= (1+z)_{B^*A}^2 (1+z)_{BB^*} \frac{d\Omega_A}{dS_B} \frac{3L_t}{32\pi^2 J_A} \times \\ &\quad [3J_A - K_A - 4H_A\mu_A + (3K_A - J_A)\mu_A^2]. \end{aligned} \quad (15)$$

### 2.3. Computation of Eddington parameters

Now, we can find a system of 3 equations between the 3 Eddington parameters  $J_A$ ,  $H_A$  and  $K_A$  characterizing the radiation field near the hot source. Using Eqs. (14) and (15), and the fact that  $\frac{I}{\lambda^4}$  is a relativistic invariant (Liouville's theorem), one obtains:

$$\begin{aligned} J_A &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 (1+z)_{B^*A}^{-4} I_B^* d\mu_A \\ &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 (1+z)_{B^*A}^{-2} (1+z)_{BB^*} \frac{d\Omega_A}{dS_B} \times \\ &\quad \frac{3L_t}{32\pi^2 J_A} [3J_A - K_A - 4H_A\mu_A + (3K_A - J_A)\mu_A^2] d\mu_A. \end{aligned} \quad (16)$$

If we define, now, the following parameters:

$$\xi_A = \frac{3L_t}{32\pi^2 Z_0^2 J_A} \quad (17)$$

$$G_n = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 (1+z)_{B^*A}^{-2} (1+z)_{BB^*} \frac{d\Omega_A}{dS_B} Z_0^2 \mu_A^n d\mu_A, \quad (18)$$

we can rewrite the expression of  $J_A$ , and those of the second and third Eddington moment  $H_A$  and  $K_A$  in the same way, in order to obtain the following linear system:

$$\begin{cases} J_A = \xi_A [J_A(3G_0 - G_2) - 4H_A G_1 + K_A(3G_2 - G_0)] \\ H_A = \xi_A [J_A(3G_1 - G_3) - 4H_A G_2 + K_A(3G_3 - G_1)] \\ K_A = \xi_A [J_A(3G_2 - G_4) - 4H_A G_3 + K_A(3G_4 - G_2)]. \end{cases} \quad (19)$$

We will find the values of  $\eta_A = \frac{H_A}{J_A}$  and  $\chi_A = \frac{K_A}{J_A}$  by making the determinant of this system vanish, that is by solving a cubic equation in  $\xi_A$ . The only physical constraints on the choice of  $\xi_A$  that we have to respect are  $\eta_A \leq 1$  and  $\chi_A \leq 1$ . Note that the Newtonian case of an infinite disk of Paper I can be recovered by setting  $G_n = \frac{1}{2(n+4)}$ . In the general case, we need to compute the values of the variables  $G_n$ , that is, to express the gravitational shifts  $(1+z)_{B^*A}$  and  $(1+z)_{BB^*}$ , and the ratio  $\frac{d\Omega_A}{dS_B}$ . This will be the subject of Sect. 3 where we use the Kerr metrics to calculate explicitly these coefficients.

### 3. Computation in the Kerr geometry

The photons follow null geodesics either between the disk and the hot source, or between the disk/hot source and the observer at infinity. We recall the general expressions of the momentum along a null geodesic (Carter 1968, Cunningham 1975):

$$p_t = -E \quad (20)$$

$$p_\phi = E\lambda \quad (21)$$

$$p_r = \pm E V_r^{1/2} \Delta^{-1} \quad (22)$$

$$p_\theta = \pm E V_\theta^{1/2} \Sigma^{-1} \quad (23)$$

with

$$V_\theta = q^2 - \left( \frac{\lambda^2}{\sin^2 \theta} - a^2 \right) \cos^2 \theta \quad (24)$$

$$V_r = (r^2 + a^2 - a\lambda)^2 - (r^2 + a^2 - 2r)((\lambda - a)^2 + q^2). \quad (25)$$

$E$ ,  $q$ ,  $\lambda$  are constants of motion:  $E$  is the energy-at-infinity and  $\lambda$  and  $q$  are closely related to the angular momentum. For geodesics intersecting the Z axis, one has  $\lambda = 0$ , which is the case for every photon coming from or reaching the hot source.

### 3.1. The gravitational shifts

First, we need the expressions of the gravitational shifts of Eq. (18). Since the hot source A is at rest, one gets:

$$(1 + z_{A\infty})^{B^*A} = e^{\nu_A} = \left(1 - \frac{2MZ_0}{Z_0^2 + a^2}\right)^{1/2}. \quad (26)$$

The shift  $(1 + z_{B^*\infty})^{B^*A}$  between a point  $B^*$  rotating with the disk and the infinity, is given by Cunningham (1975) (with  $\lambda = 0$  since the geodesic crosses the hot source):

$$(1 + z_{B^*\infty})^{B^*A} = e^{\nu_B} (1 - V_e^2)^{1/2} \quad (27)$$

where  $V_e$  is the velocity of the disk in the locally non-rotating frame  $\mathfrak{R}$ , which can be expressed as a function of the coordinate angular velocity of the disk  $\Omega_e$  (Cunningham & Bardeen 1973):

$$V_e = (\Omega_e - \omega) e^{\psi - \nu} \quad (28)$$

$$\Omega_e = M^{1/2} (r^{3/2} + a)^{-1}. \quad (29)$$

We thus obtain the following expression for the gravitational shift between A and  $B^*$ :

$$(1 + z)_{B^*A} = \frac{e^{\nu_A}}{e^{\nu_B} (1 - V_e^2)^{1/2}}. \quad (30)$$

The shift between B and  $B^*$  is deduced from Lorentz transformation between the 2 inertial frames  $\mathfrak{R}$  and  $\mathfrak{R}^*$ , that is:

$$(1 + z)_{BB^*} = (1 - V_e^2)^{1/2}. \quad (31)$$

### 3.2. Computation of $\frac{d\Omega_A}{dS_B}$

The disk surface element  $dS_B$  contained between  $r_B$  and  $r_B + dr_B$  is calculated in Appendix A:

$$dS_B = 2\pi A^{1/2} \Delta^{-1/2} dr_B. \quad (32)$$

Thus, we obtain:

$$\frac{d\Omega_A}{dS_B} = A^{-1/2} \Delta^{1/2} \frac{d\mu_A}{dr_B}. \quad (33)$$

The derivative  $\frac{d\mu_A}{dr_B}$  is computed numerically by integrating the equation of motion between the hot source and the disk, for a grid of initial values of  $\mu_A$ . The equation of motion has been obtained by Carter (1968) taking full advantage of the separation of variables:

$$\int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}} = \int_{Z_0}^{r_B} \frac{dr}{\sqrt{V_r}}. \quad (34)$$

The signs of  $V_r^{1/2}$  and  $V_\theta^{1/2}$  are always the same as the signs of  $dr$  and  $d\theta$ , respectively. In this case,  $d\theta$  is always positive (we do not take into account geodesics spinning round the black hole). Only  $dr$  can change its sign at a turning point in  $r$ . The constant

of motion  $\lambda$  and  $q$  must be taken such that, at the starting point A, one has:

$$p_\phi = 0 \quad (35)$$

$$p_r p^r = \mu_A^2 p_t p^t. \quad (36)$$

This gives:

$$\lambda = 0 \quad (37)$$

$$q = [(1 - \mu_A^2)(Z_0^2 + a^2)(Z_0^2 + a^2 - 2MZ_0)^{-1} - a^2]^{1/2}. \quad (38)$$

Equation (34) is then solved with respect to  $r_B$ , for a given  $\mu_A$ . Once all the coefficients  $G_n$  are computed, the linear system (2.3) can be solved, by making its determinant vanish. One can extract the values of  $\eta_A$  and  $\chi_A$  and compute the radial effective temperature distribution  $T_{\text{eff}}(r_B)$  by means of Eqs. (11), (12) and (15).

### 3.3. Disk emission spectrum

The power carried to the observer by the photons emitted by a surface element of the disk, will be the product of its observed solid angle and specific intensity. Using again the Liouville's theorem to relate the observed power to the emitted specific intensity  $I_{B^*}$ , measured in the rest frame of the emitter, we obtain:

$$dP_{\nu_o}^{disk} = (1 + z_{B^*\infty})^{-3} I_{\nu_e B^*} d\Omega \quad (39)$$

where  $(1 + z_{B^*\infty})$  is the redshift between the disk and the observer at infinity. Here again, we are only interested in the "direct" geodesics and do not compute photon trajectories crossing several times the equatorial plane between the black hole and the observer. If we suppose that the disk radiates like a blackbody, the specific intensity  $I_{\nu_e B^*}$  is simply the Planck function  $B_{\nu_e}(T_{\text{eff}}(r_B))$ . We spot the apparent position of a point P of the disk by its coordinates  $(\alpha, \beta)$  in the plane of the sky. A couple  $(\alpha, \beta)$  represents the coordinates of the impact parameter of the null geodesic between the disk and the observer. They are measured relative to the direction of the center of the black hole, in the sense of the angular momentum (see Fig. 2). Once again, we use the Carter's formalism to compute the geodesic between the disk and the observer. We can simply express  $\lambda$  and  $q$  as a function of the impact parameters  $\alpha, \beta$  (Cunningham & Bardeen 1973):

$$\lambda = -\alpha \sin \theta_0 \quad (40)$$

$$q = (\beta^2 - a^2 \cos^2 \theta_0 + \alpha^2 \cos^2 \theta_0)^{1/2}. \quad (41)$$

Here,  $\theta_0$  is the inclination angle of the accretion disk. The radius  $r_B$  of the emitting point of the accretion disk is then calculated by solving the new equation of motion:

$$\int_{\pi/2}^{\theta_0} \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}} = \int_{r_B}^{\infty} \frac{dr}{\sqrt{V_r}}. \quad (42)$$

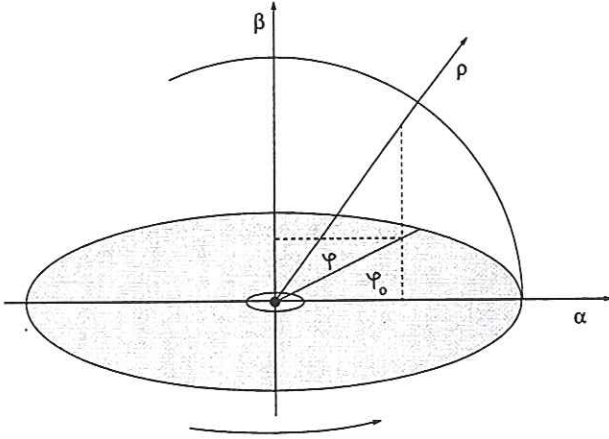


Fig. 2. The impact parameters  $\alpha, \beta$  in the plane of the sky deduced from the polar coordinates  $(\rho, \varphi)$ . If  $\theta_0$  is the inclination angle of the disk, one have the relation  $\tan \varphi_0 = \cos \theta_0 \tan \varphi$ .

Finally, we can express the gravitational redshift between a point of the accretion disk and an observer at infinity, needed in Eq. (39), as follows (Cunningham & Bardeen 1973):

$$(1+z)_{B \rightarrow \infty} = e^{-\nu} (1 - V_e^2)^{-1/2} (1 - \Omega_e \lambda). \quad (43)$$

The total spectrum is computed by integrating Eq. (39) over the disk surface. The grid in  $(\alpha, \beta)$  is obtained from a elliptic polar coordinates sampling (Fig. 2). The polar angles  $\varphi$  are regularly spaced whereas we use a logarithmic sampling of polar radius  $\rho$ . The Cartesian coordinates  $(\alpha, \beta)$  are then deduced by the following formulae:

$$\begin{aligned} \alpha &= \rho \cos \varphi \\ \beta &= \rho \sin \varphi \cos \theta_0. \end{aligned} \quad (44)$$

## 4. Results and discussion

### 4.1. The set of parameters

The method described above have been used to obtain spectra emitted by the accretion disk and the hot source. In the Newtonian case, as shown in Paper I, the disk emission depends only on the total luminosity  $L_t$  and the height  $Z_0$  of the hot source above the disk. Furthermore, one finds a universal spectrum as a function of a reduced frequency  $\nu/\nu_c$  and reduced luminosity  $\nu F_\nu/L_t$  where

$$\nu_c = \frac{k_B}{h} \left( \frac{3L_t}{32\pi Z_0^2 \sigma} \right)^{1/4}, \quad (45)$$

corresponding to the characteristic temperature

$$T_c = \frac{h}{k_B} \nu_c. \quad (46)$$

In the relativistic calculations, one must also specify the mass  $M$  and the angular momentum by unit mass  $a$  of the black hole.

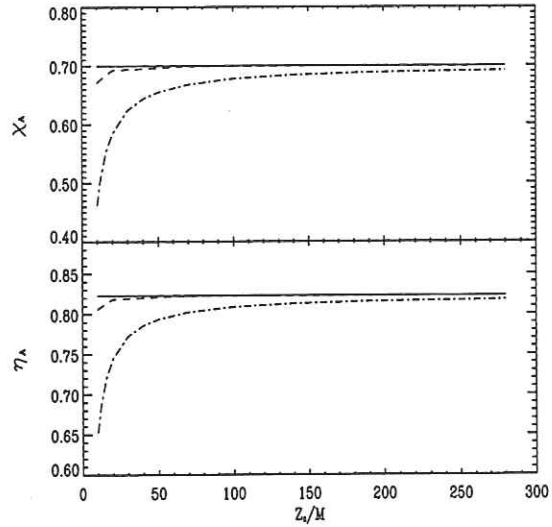


Fig. 3. Parameters  $\eta_A$  and  $\chi_A$  versus  $Z_0/M$ . The Newtonian values without central hole are plotted in solid line and Newtonian values with central hole of radius  $1.23M$  (the marginal stability radius corresponding to  $a = 0.998$ ) in dashed line. The Kerr values with  $a = 0.998$  are plotted in dash-dotted line.

Actually, the disk emission in reduced units depends only on  $a$  and  $Z_0/M$ . However, one needs a value of  $\nu_c$  comparable to the observations, i.e. about 10 eV. As an example, for  $L_t = 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$  and  $M = 5 \cdot 10^6 M_\odot$ , one gets  $\nu_c = 85 \left( \frac{M}{Z_0} \right)^{1/2} \text{ eV}$  that is  $Z_0/M$  about 70.

The high energy spectrum depends also on the relativistic particle distribution, which was taken as a exponentially cut-off power law (cf. Paper I):

$$f(\gamma) \propto \gamma^{-s} \exp\left(-\frac{\gamma}{\gamma_0}\right). \quad (47)$$

Thus, one needs also to specify the spectral index  $s$ , and the cut-off Lorentz factor  $\gamma_0$  or equivalently the high energy cut-off frequency  $\nu_0$ . Again, the total spectrum is universal for a given value of  $a$ ,  $Z_0/M$ ,  $\frac{\nu_0}{\nu_c}$  and  $s$ . The OSSE/SIGMA observations favor the values  $h\nu_0 \simeq 100 \text{ keV}$  and  $s \simeq 3$ . We have kept these values for all simulations.

### 4.2. Angular distribution of radiation

As already mentioned, the angular distribution of high energy radiation is entirely determined by the two parameters  $\eta_A$  and  $\chi_A$ , solutions of the linear system (2.3). Thus, it depends only on the  $G_n$ 's values, which depend at turn on geometrical factors. Hence, the only relevant parameter is the ratio  $Z_0/M$ . We plot in Fig. 3 the curves  $\eta_A$  and  $\chi_A$  as a function of  $Z_0/M$  for  $a = 0.998$ . The differences with the Newtonian case become important for  $Z_0/M \leq 50$ , reaching about 30% at  $Z_0/M = 10$ . The closer the source to the black hole is, the smaller  $\eta_A$  and



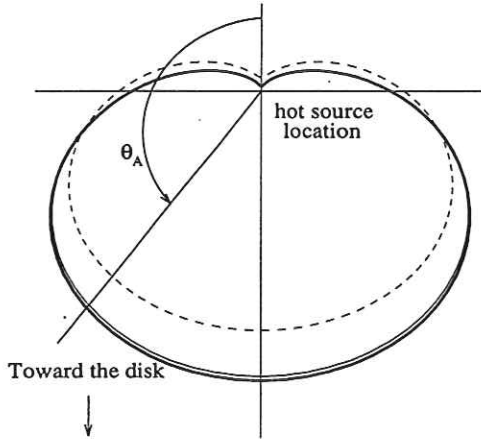


Fig. 4. Polar plots of  $\frac{dP}{d\Omega}$  for  $Z_0/M = 100$  (solid line) and  $Z_0/M = 10$  (dashed line). The photon field at the hot source location is less anisotropic as the hot source is closer to the black hole. The bold line corresponds to the Newtonian case.

$\chi_A$  are. This corresponds to less anisotropic photon field. This is due to two effects: first the presence of a hole in the accretion disk inside the marginal stability radius; second the curvature of geodesics making the photons emitted near the black hole arrive at larger angle than in the Newtonian case. As shown in Fig. 3, the first effect has a weaker influence than the second one. The polar plot of  $\frac{dP}{d\Omega}$  is sketched in Fig. 4 for  $Z_0 = 100M$  and  $Z_0 = 10M$ .

#### 4.3. The radial temperature distribution

We have plotted in Fig. 5 the radial temperature distribution of three models: the Newtonian model of Paper I, the present relativistic model with  $a = 0.998$  and  $Z_0/M = 70$ , and the standard accretion disk model including relativistic effects (Novikov & Thorne 1973) for the same total luminosity in each case. The temperature profile is markedly different between the two illumination models and the standard accretion disk one. At large distances, all models give the same asymptotic behavior  $T \propto R^{-3/4}$  (cf. Paper I). In the inner part of the disk ( $R \leq Z_0$ ), in the illumination models, the temperature saturates around the characteristic temperature  $T_c$ . On the other hand, it keeps increasing in the accretion model, where the bulk of the gravitational energy is released at small radii. Thus, for rapidly rotating black hole, the main difference comes from the smaller marginal stability radius ( $R_{ms} = 1.23 M$  for  $a = 0.998$ , whereas  $R_{ms} = 6 M$  for  $a = 0$ ). This increases a lot the accretion efficiency that goes from  $\simeq 5.7\%$  for a Schwarzschild black hole ( $a = 0$ ), to  $\simeq 42\%$  for a maximally rotating Kerr black hole. In the same time the central temperature reaches much higher values. As seen in Fig. 5, these effects have much less influence in the illumination model. Indeed, the power radiated by the

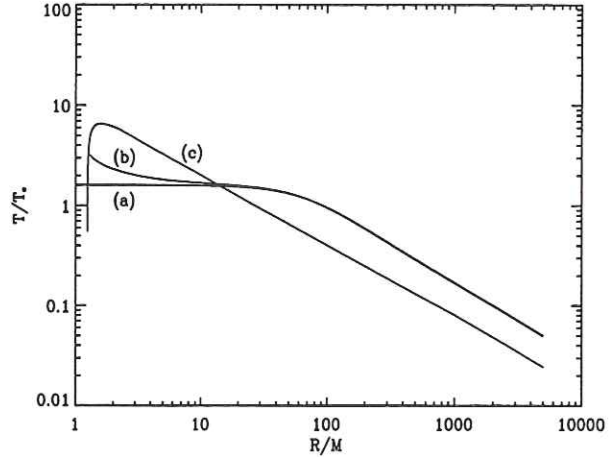


Fig. 5. Effective temperature profile of the disk versus  $r$  in 3 cases: a) Our model in Newtonian metrics b) Our model in Kerr metrics c) Standard accretion disk We suppose the same total luminosity in each model.

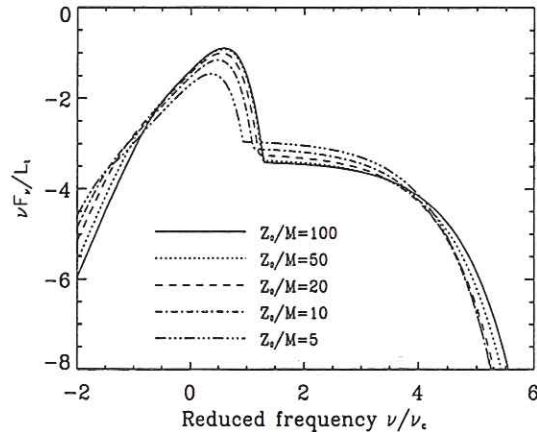


Fig. 6. Differential power spectrum for different values of  $Z_0$  for the Kerr maximal case. We use reduced coordinates and logarithmic scales.

disk surface is essentially controlled by  $\frac{dP}{d\Omega}$ , which is approximately constant for  $R \leq Z_0$  (i.e.  $\theta_A \geq \pi/4$ ) as shown in Fig. 4. So, the differences with the Newtonian model comes only from gravitational and Doppler shifts which are only appreciable for small radii ( $R \leq 5M$ ). Thus, they concern only a small fraction of the emitting area at  $T = T_c$ , unless  $Z_0$  is itself small enough.

#### 4.4. Overall spectrum

##### 4.4.1. Influence of the hot source's height

Fig. 6 shows the overall spectrum, in reduced units, predicted by the model for different values of  $Z_0/M$ , for  $L_t = 10^{45} \text{ erg.s}^{-1}$ ,

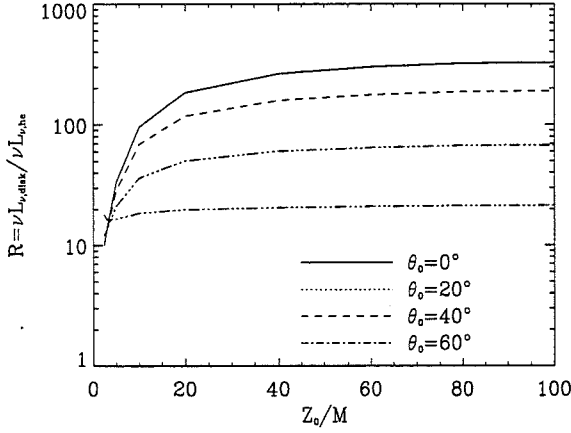


Fig. 7. UV/X ratio versus  $Z_0/M$  for different values of the inclination angle, in the Kerr maximal case.

$M = 5 \cdot 10^6 M_\odot$  and  $\theta_0 = 0^\circ$ . The frequency shift at both ends of the spectrum is due to the variations of the characteristic frequency  $\nu_c$  with  $Z_0$  (cf. Eq. (45)). The relativistic effects themselves become important for values of  $Z_0/M$  smaller than about 50. They produce a variation of intensity lowering the blue-bump and increasing the hard X-ray emission. The change in the UV range is due to the transverse Doppler effect between the rotating disk and the observer, producing a net redshift, the influence of this redshift being more important for small  $Z_0/M$  as already explained in the last paragraph. In the X-ray range, the variation is due to the change of the parameters  $\eta_A$  and  $\chi_A$  when  $Z_0/M$  decreases (cf. Fig. 3). The observed UV/X ratio can then be strongly altered by these effects. Quantitatively, the ratio between the maximum of the “blue-bump” and the X-ray plateau of our spectra, goes from  $\simeq 300$  in the Newtonian case (or, equivalently, for high values of  $Z_0/M$  in the Kerr metrics), to  $\simeq 10$  for  $Z_0/M = 3$  and  $\theta_0 = 0^\circ$  in the Kerr maximal case, as shown in Fig. 7. This ratio is highly dependent on the inclination angle  $\theta_0$ . By taking the maximum of the “blue-bump”, which may be not observed, we evidently overestimate the UV/X ratio compared to the observations. It appears also that a small value of  $Z_0/M$  could explain the comparable UV and X-ray fluxes observed in few Seyfert galaxies (Perola et al. 1986, Clavel et al. 1992). This behavior is clearly the opposite of what we would expect for a hot source whose emission is independent of the disk emission, and thus does not depend on  $Z_0/M$ . In such a case, the smaller the height of the hot source is, the larger the bending effects on the ray of light emitted by the hot source are, increasing the illumination of the disk and thus increasing the UV/X ratio (Martocchia & Matt 1996). It does not take into account the changes in the hot source emission due to the same bending effects and our model shows that, in this case, the global result is an increase of the X-ray flux toward the observer.

#### 4.4.2. Influence of the inclination angle

One can see on Fig. 8 Newtonian and Kerr maximal spectra for different inclination angles for  $Z_0/M = 10$ . For small inclination angles, the Kerr spectra are always weaker in UV and brighter in X-ray than the Newtonian ones. However, the difference tends to be less visible for the highest inclination angles. These results can be easily explained: in the X-ray range, as shown in Fig. 4, it is due to the decreasing of the relative difference of the angular distribution between Newtonian and Kerr metrics, as the inclination angle increases. But, for very small values of  $Z_0/M$ , the gravitational shift can be so high that the Kerr X-ray spectra appears weaker than the Newtonian one. In the UV band, the relativistic effects (the gravitational shift and the Doppler transverse effect) produce a net redshift in the face-on case ( $\theta_0 = 0^\circ$ ) compared to the Newtonian case. For higher inclination angle, the redshifted radiation is compensated by the blueshifted one, coming from the part of the disk moving toward the observer.

These effects are much less pronounced for high  $Z_0/M$  values because the emission area is much larger, and thus is less affected by relativistic corrections.

## 5. Conclusion

We have studied the effects of general relativity on the spectrum emitted by our model of re-illumination of the accretion disk of Seyfert I galaxies by a relativistic plasma of leptons. This hot source could be the result of a strong shock between an abortive jet coming from the disk and the interstellar medium. It appears that, by opposition with the standard model of accretion disk including relativistic effects (Sun & Malkan 1989; Novikov & Thorne 1973), there are few differences between the Newtonian and relativistic case, unless the height of the hot source is small enough, i.e.  $Z_0 \leq 50M$ . Indeed a region of the disk, of length scale of the order of the height  $Z_0$  of the hot source above the disk (and thus no disturb by the presence of the black-hole for large  $Z_0$ ), is equally illuminated and thus predominates in the spectrum.

In a future work, we will study the detailed structure of the hot source, taking into account the microphysical processes like pair production and particle acceleration. As mentioned in Paper I, these processes could determine the unknown parameters (upper energy cut-off, spectral index, disk temperature) that are still free in the present theory.

## Appendix A: expression of $dS$

The elemental area  $dS$  of a parallelogram defined by 2 vectors  $dl_1$ ,  $dl_2$  can be expressed, in curvilinear coordinates, in a general form given by differential geometry. Locally, we can suppose the space to be flat and characterized by 3 vectors  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $e_3$ . The projections of  $dS$  on each plan ( $e_\alpha$ ,  $e_\beta$ ) are given by the antisymmetrical tensor  $dS^{\alpha\beta}$ :

$$dS^{\alpha\beta} = dl_1^\alpha dl_2^\beta - dl_1^\beta dl_2^\alpha \quad (A1)$$

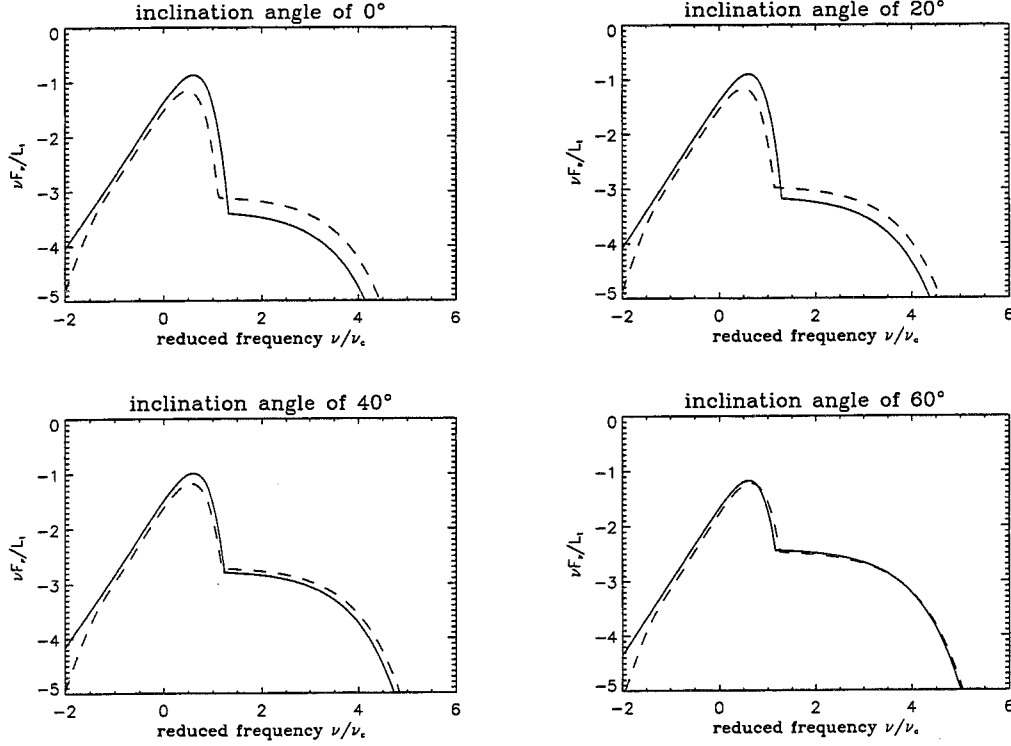


Fig. 8. Differential power spectrum for different inclination angle, in the Newtonian (solid lines) and the Kerr maximal (dashed lines) cases for  $Z_0/M = 10$ . We use reduced coordinates.

In a 3 space, we rather use the vector  $dS_\alpha$ , dual of  $dS_{\alpha\beta}$ , defined by:

$$dS_\alpha = \frac{1}{2} \sqrt{\gamma} e_{\alpha\beta\gamma} dS^{\beta\gamma} \quad (\text{A2})$$

$\gamma$  is the determinant of the space metrics and  $e_{\alpha\beta\gamma}$  is the Levi-Civita tensor. We can now obtain the expression of the surface  $dS$  modulus of  $dS_\alpha$ :

$$dS = \sqrt{dS_\alpha dS^\alpha} \quad (\text{A3})$$

$$= \sqrt{\gamma^{\alpha\beta} dS_\alpha dS_\beta} \quad (\text{A4})$$

$$= \sqrt{\gamma \gamma^{\alpha\beta} \frac{1}{2} e_{\alpha\mu\nu} dS^{\mu\nu} \frac{1}{2} e_{\beta\mu'\nu'} dS^{\mu'\nu'}} \quad (\text{A5})$$

By setting the 4-tensor  $G$  which coefficients are defined by:

$$G_{\mu\nu\mu'\nu'} = \gamma \gamma^{\alpha\beta} e_{\alpha\mu\nu} e_{\beta\mu'\nu'} \quad (\text{A6})$$

we can re-write the expression of the elementary surface  $dS$  (sum on repeated indices):

$$dS = \sqrt{G_{\mu\nu\mu'\nu'} dl_1^\mu dl_2^\nu dl_1^{\mu'} dl_2^{\nu'}} \quad (\text{A7})$$

#### Appendix B: Kerr metric case. Expression of $dS$ in the plan $\theta = 0$

In Kerr metrics, the space metric tensor is diagonal

$$\gamma_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} - \frac{g_{0\alpha}g_{0\beta}}{g_{00}} \quad (\text{B1})$$

$$= 0 \text{ if } \alpha \neq \beta \quad (\text{B2})$$

To obtain the expression of the elementary surface  $dS$  in the plan  $\theta = 0$  of the disk at radial coordinate  $r$ , we have to take  $\alpha = \beta = \theta$  in Eq. (A6). One gets then:

$$dS = \sqrt{\gamma_{rr}\gamma_{\varphi\varphi}} dr d\varphi \quad (\text{B3})$$

As a matter of interest, the metrics coefficients  $g_{\alpha\beta}$  we use here, are calculated in the corresponding locally non-rotating frame  $\mathcal{R}$ . In the plane  $\theta = 0$  of the accretion disk, only the  $g_{\varphi\varphi}$  metrics coefficient differs from the one of Boyer-Lindquist coordinate frame (Eq. (1)). Thus, in frame  $\mathcal{R}$ ,  $\gamma_{rr}$  and  $\gamma_{\varphi\varphi}$  are equal to:

$$\begin{cases} \gamma_{rr} = \Sigma \Delta^{-1} \\ \gamma_{\varphi\varphi} = e^{2\psi} \end{cases} \quad (\text{B4})$$

A ring surface is obtain after integration of Eq. (B3) with respect to  $\varphi$ , that is:

$$dS = 2\pi A^{1/2} \Delta^{-1/2} dr \quad (\text{B5})$$

## References

- Bardeen J. M., Press W. H., Teukolsky S. A., 1972, ApJ 178, 347  
Carter B., 1968, Phys. Rev. 174, 1559  
Clavel J., Nandra K., Makino F., et al., 1992, ApJ 393, 113  
Cunningham C. T., 1975, ApJ 202, 788  
Cunningham C. T., Bardeen J. M., 1973, ApJ 183, 237  
Ghisellini G., George I. M., Fabian A. C., et al., 1991, MNRAS 248, 14  
Henri G., Petrucci P. O., A&A, in press  
Martocchia A., Matt G., MNRAS, 282, L53  
Novikov I. D., Thorne K. S., 1973. In C. DeWitt and B. DeWitt (eds.)  
Black Holes. Gordon & Breach, New York, p. 343  
Pérola, G. C. , Piro, L. , Altamore, A., et al., 1986, ApJ 306, 508  
Pounds K. A., Nandra K., Stewart G. C., et al., 1990, Nat 344, 132  
Rees M. J., 1984, ARA&A 22, 471  
Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, A&A 24, 337  
Sun W-H., Malkan M. A., 1989, ApJ 346, 68



## Chapitre 4

# Comparaison aux observations

### Sommaire

---

4.1 La composante en réflexion . . . . .	106
4.2 Comparaison aux observations . . . . .	108
4.3 Discussion . . . . .	112
4.4 Conclusion . . . . .	114

---

La découverte, par le télescope GINGA, de nouvelles composantes dans le spectre moyen de 12 galaxies de Seyfert (cf. section I.3) a permis une avancée importante dans la compréhension des mécanismes hautes énergies de ces objets. On associe actuellement ces composantes à la réflexion du rayonnement X primaire sur un plasma froid, ce dernier étant généralement modélisé par un disque d'accrétion. Pour comparer notre modèle aux données existantes, il faut donc prendre en compte ces caractéristiques spectrales. Or les diffusions Compton multiples et les processus photoélectriques nécessitent l'utilisation de codes Monte-Carlo relativement lourds. De tels travaux avaient déjà été développés au CESR et leur amélioration fait partie de la thèse "Modélisation de l'émission X et  $\gamma$  autour des objets Compact" de Julien Malzac<sup>1</sup>. Une collaboration a pu ainsi se développer entre Toulouse et Grenoble puisque nous proposons un modèle relativement simple et qu'ils développaient les codes informatiques nécessaires pour le compléter et l'ajuster aux données existantes. Je présente ici les résultats de ces simulations et les comparaisons du modèle d'illumination avec les données. Je détaille très brièvement le code Monte-Carlo utilisé et ne donne qu'un aperçu de la méthode employée. Le lecteur devra donc patienter encore une année pour avoir de plus amples informations en se référant à la thèse de Julien Malzac.

---

1. Thèse sous la-direction de Elisabeth Jourdain

### 4.1 La composante en réflexion

Le code Monte-Carlo employé au CESR a été modifié pour traiter le cas d'une illumination incidente anisotrope. Dans le cas de notre modèle, le flux incident a pour expression:

$$\frac{dP}{d\Omega d\nu}(\nu, \mu) \propto F_{\gamma X}(\mu) A(\mu)^{\Gamma-2} \nu^{1-\Gamma} \exp \left[ - \left( \frac{\nu}{\nu_0 A(\mu)} \right)^\beta \right] \quad (4.1)$$

On retrouve l'équation (1.53) obtenu au chapitre précédent avec 2 petites différences:

- on utilise l'indice spectral  $\Gamma$  qui est l'indice en photon. Il est directement relié à l'indice en particule  $s$  par  $\Gamma = \frac{1+s}{2}$
- on suppose une distribution en particules avec une forme plus générale que celle donnée par l'équation (1.47), à savoir:

$$n(\gamma) = N_0 \gamma^{-s} \exp \left( - \frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{2\beta} \quad (4.2)$$

Cela explique l'origine de l'exposant  $\beta$  dans l'équation (4.1). Nous verrons dans le chapitre II.6 que l'on peut obtenir une coupure exponentielle de ce type lorsque l'on étudie plus finement la formation de la source X.

Le flux incident étant donné, le traitement est ensuite relativement simple. Le code tire aléatoirement l'énergie et la direction d'un photon émis par la source chaude puis effectue les différentes étapes suivantes:

1. il calcule le point d'interaction avec le disque. C'est ici qu'intervient la géométrie du système et le choix de la métrique. Comme les travaux en métrique de Kerr ont montré que les effets relativistes modifiaient relativement peu le spectre continu, nous avons choisi de travailler simplement en métrique newtonnienne .
2. il calcule ensuite la probabilité d'interaction du photon avec la matière en fonction des paramètres du milieu à l'endroit considéré. Les interactions prises en compte sont l'effet Compton, l'effet photoélectrique et la création de paires. Les opacités photoélectriques sont celles de Morrison & McCammon (1983) ce qui suppose donc un disque neutre avec des abondances solaires .
3. il tire au hasard le type d'interaction entre les 3 précédemment citées compte tenu des sections efficaces. Si le photon est absorbé ou si son énergie est au-dessous d'un certain seuil (fixé à 1 keV), on tire un nouveau couple (énergie, angle) et on recommence au point 1. Si il est diffusé on calcule les paramètres du photon diffusé. Si celui-ci s'échappe du disque on stocke son énergie et son angle d'émission, sinon on recommence au point 2.

Il est alors possible, à l'aide de ce programme, de rajouter les composantes en réflexion au spectre primaire. La forte anisotropie de la source X particulière à notre modèle rend le spectre réfléchi très fortement dépendant de l'angle d'inclinaison  $\theta$ . Cela apparaît clairement sur la figure 4.1 où l'on voit que, si la forme du spectre réfléchi semble peut varier, son intensité relative au flux primaire dépend fortement de l'angle d'inclinaison. Cela s'explique à la fois par la dépendance de la composante en réflexion avec l'angle (elle varie grossièrement en  $\cos\theta$ ) mais aussi par celle de l'émission primaire (cf. équation (4.1)). Notre modèle prévoit

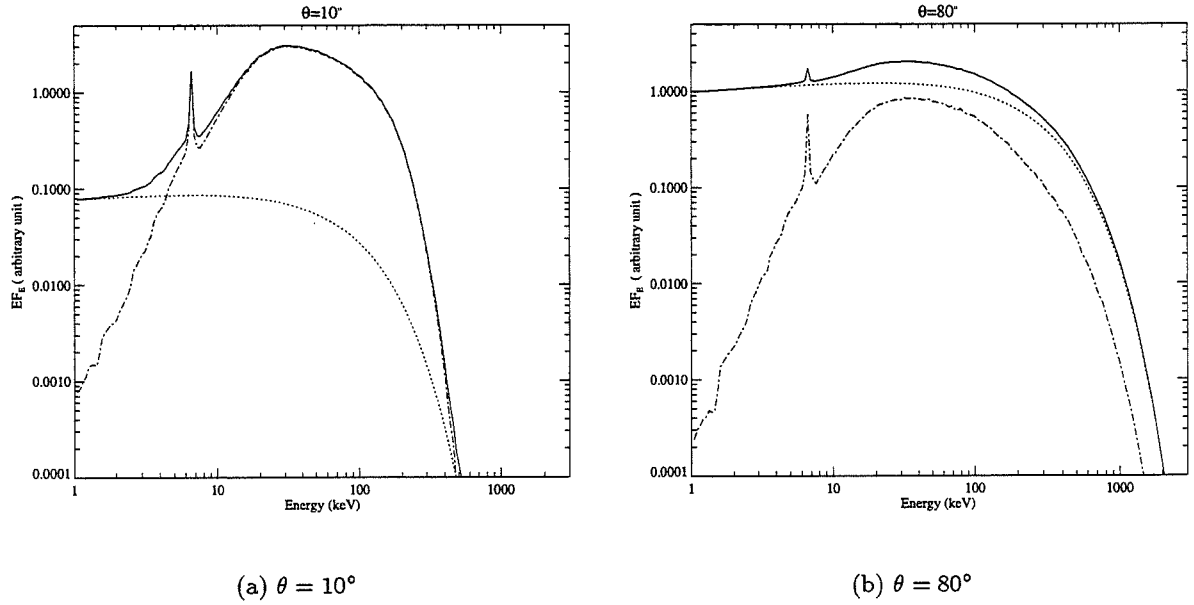


FIG. 4.1: Spectre primaire + composante en réflexion pour différents angles d'inclinaison. Le spectre primaire est tracé en pointillé et le spectre réfléchi en trait-point.

donc un spectre fortement dominé par la réflexion pour des angles d'inclinaison faibles. Il est également intéressant d'estimer la proportion du spectre contenu dans la composante réfléchie et de comparer celle-ci aux valeurs généralement observées. On utilise pour cela un paramètre couramment utilisé portant le nom de coefficient de réflexion  $R$ . Ce dernier est égal au rapport du nombre de photons réfléchis nécessaire pour ajuster, avec un modèle donné, une composante observée, au nombre de photons réfléchis prédit dans le cas d'une illumination isotrope d'un disque vu sous une inclinaison donnée. Mathématiquement il s'écrit:

$$R(\mu) = \frac{\int F_{ref}(\nu, \mu) d\nu}{\int F_{ref}^{iso}(\nu, \mu_0) d\nu} \quad (4.3)$$

où  $F_{ref}$  est le flux de la composante réfléchie observée en  $\text{photon.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{keV}^{-1}$ ,  $F_{ref}^{iso}$  celui de la composante réfléchie dans le cas d'une illumination isotrope d'un système vu sous un angle  $\theta_0 = \arccos(\mu_0)$ . Le flux primaire permettant de calculer  $F_{ref}^{iso}$  est généralement contraint par le spectre à basse énergie entre 2 et 10 keV. Il ne diffère donc pas énormément d'un modèle à l'autre et  $F_{ref}^{iso}$  a alors une forme relativement standard pour un angle donné. Il

est donc possible, en comparant les valeurs de  $R$  prédites par différents modèles, de comparer différentes propriétés comme l'anisotropie de la source ou la géométrie du milieu réflecteur. J'ai porté sur la figure (4.2) la fonction  $R(\mu)$  prédite par le modèle d'illumination anisotrope pour différente valeur de  $\mu_0$ . Du fait de l'anisotropie du rayonnement primaire,  $R$  peut prendre

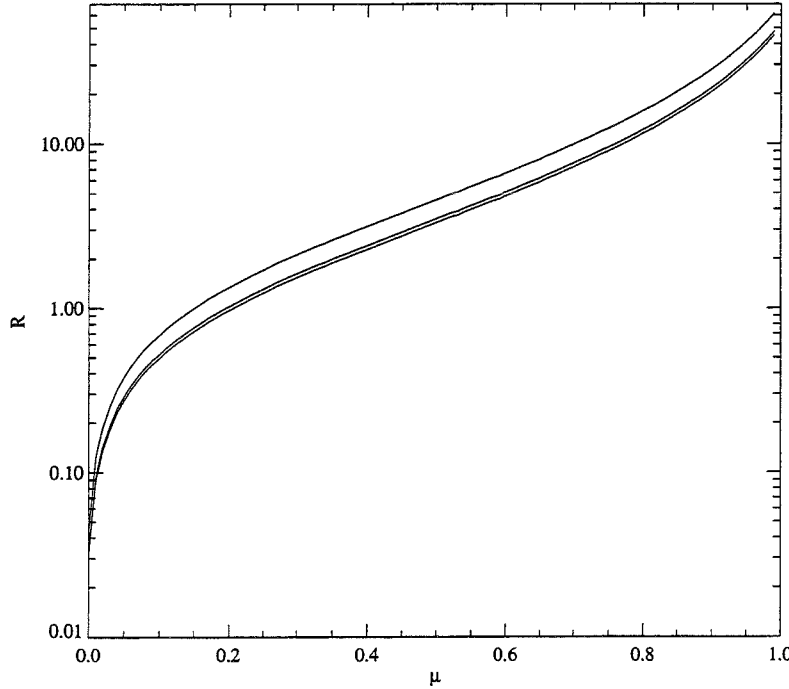


FIG. 4.2: Coefficient en réflexion  $R$  vs.  $\cos \theta$  prédit par le modèle d'illumination pour différentes valeurs de l'angle de comparaison. De bas en haut  $\theta_0 = 0^\circ, 30^\circ$  et  $60^\circ$ .

des valeurs entre 0.05 et 60 pour  $\mu$  variant entre 0 et 1. Les observations semblent cependant favoriser une valeur de  $R$  de l'ordre de l'unité (Nandra & Pounds 1994), ce qui correspond dans notre modèle, à des galaxies vue sous un angle supérieur à  $50^\circ$ . Nous reviendrons sur ce point par la suite.

## 4.2 Comparaison aux observations

Pour confronter notre modèle aux observations il est nécessaire d'avoir des données sur un intervalle d'énergie assez large, de l'UV aux X durs ( $\simeq 500$  keV). Il est de plus préférable que les observations dans les différentes longueurs d'onde soient le plus rapprochées possibles en temps. Ce sont des contraintes assez difficiles à réaliser même si les campagnes d'observation simultanées sont de plus en plus nombreuses. Les résultats qui suivent ne concernent donc que 4 galaxies de Seyfert 1, NGC 4151, IC4329a, MCG 8-11-11 et NGC 5548. On possède des données simultanées Optique/IUE/GINGA pour la dernière seulement, complétées par des données non simultanées ROSAT et OSSE. Pour les 3 autres, nous n'avons pu utiliser que les données X, ce qui correspond aux observations des satellites ROSAT/GINGA/OSSE pour IC4329a et NGC4151, et ASCA/OSSE pour MCG+8-11-11. Les ajustements ont été obtenus

à l'aide du programme XSPEC version 10<sup>1</sup> (Arnaud 1996). Ces travaux ont donné lieu à une publication par Malzac *et al.* (1998) notée ici M98 et imprimée à la suite de ce chapitre. Le lecteur pourra s'y référer pour de plus amples informations.

#### 4.2.1 Ajustement des données de NGC 4151, IC4329a et MCG 8-11-11

Pour ces 3 galaxies, l'ajustement ne concerne que la partie X (1-500 keV) du spectre. Les paramètres du modèle sont au nombre de 5:

- l'indice spectral en photon  $\Gamma$
- la coupure haute énergie  $\nu_0$
- le cosinus de l'angle d'inclinaison  $\mu = \cos \theta$
- l'exposant de coupure  $\beta$
- la colonne densité  $N_h$  pour rendre compte de l'absorption des spectres à basse énergie.

A ceux-là s'ajoute un coefficient de normalisation globale entre le modèle et les données. Le résultat des ajustements de ces 3 galaxies sont présentés en figure (4.3) et les valeurs des paramètres pour chaque ajustement dans le tableau 4.1. J' ai également reporté la valeur du  $\chi^2$  et la probabilité correspondante  $\mathcal{P}_{\chi^2}$ <sup>2</sup>. On peut déjà faire différentes remarques. Tout d'abord, les ajustements sont très satisfaisants puisque dans tous les cas sauf un, la probabilité du  $\chi^2$  est supérieur à 10%. Les ajustements sont toujours meilleurs lorsque l'on retire les données entre 6 et 7 keV ce qui montre que notre prédiction de la raie du Fer n'est pas bonne. En fait, dans ces objets, la raie du Fer est intense et large et il semble nécessaire d'adopter une description plus fine de la production de cette raie par l'introduction, par exemple, d'effets relativistes. Le paramètre  $\beta$  semble, quant à lui, très peu contraignant sauf dans le cas de NGC 4151. Différents ajustements ont été effectués en imposant  $\beta = 1$  et seule cette galaxie donne un résultat moins bon (cf. M98). Mais c'est aussi la galaxie qui possède les données OSSE les moins bruitées de l'échantillon et donc les plus contraignantes. Enfin, l'ajustement de ces 3 Seyferts 1 nécessite un angle d'inclinaison très important de l'ordre de 80° pour IC4329a et NGC 4151 et aux alentours de 70° pour MCG 8-11-11.

---

1. XSPEC est un programme interactif d'ajustement de spectres, initialement développé pour le traitement des données X de EXOSAT . Il est maintenant très couramment utilisé pour le traitement des données de l'Optique au  $\gamma$ . Son incontestable avantage est qu'il permet de s'affranchir des caractéristiques de l'instrument utilisé ce qui, pour des observations par satellite, simplifie énormément les traitements

2.  $\mathcal{P}_{\chi^2}(\chi'^2, ddl)$  donne la probabilité pour qu'un modèle à  $ddl$  degrés de liberté ajuste un ensemble de données dont il est la source avec une valeur de  $\chi^2$  supérieure ou égale à la valeur  $\chi'^2$  que l'on se donne. Un modèle ajustant bien des données possèdera une forte probabilité  $\mathcal{P}_{\chi^2}$ . La notion de forte probabilité est cependant subjective. On admet généralement qu'une probabilité  $\geq 10\%$  correspond à un modèle acceptable

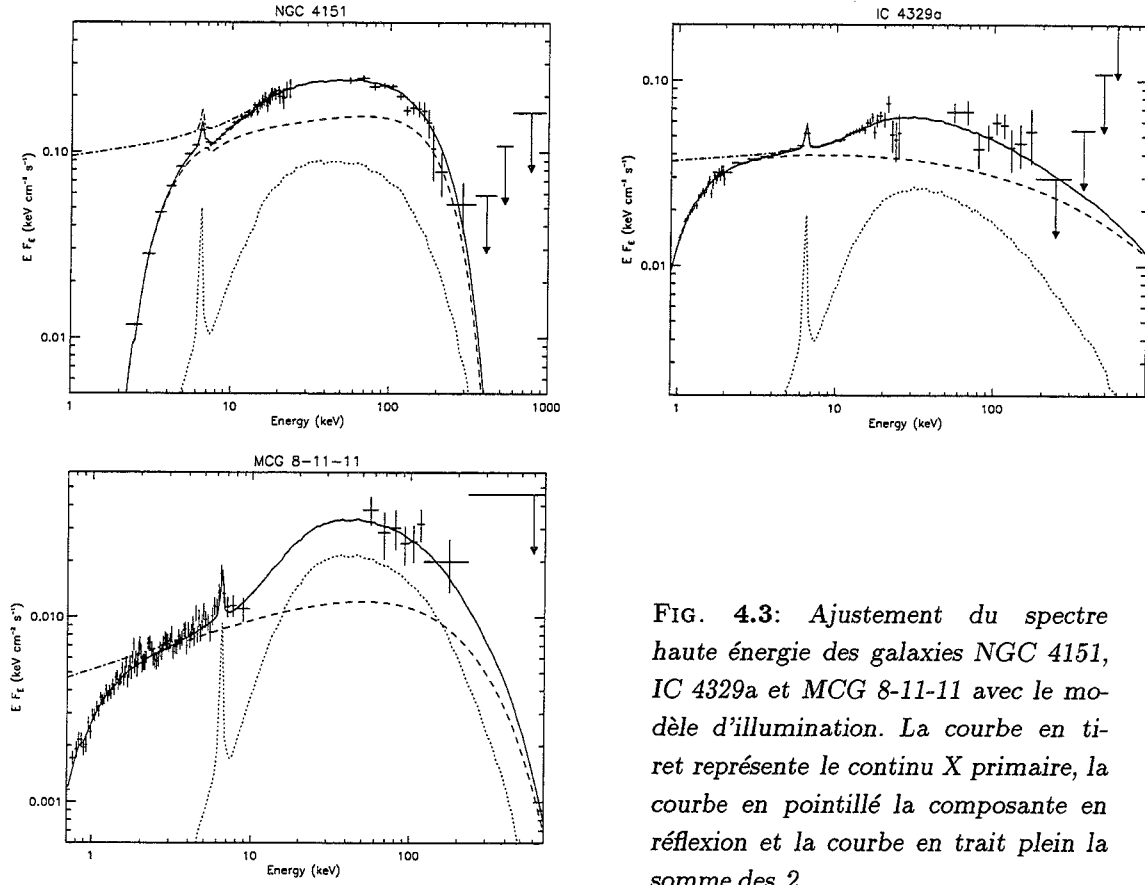


FIG. 4.3: Ajustement du spectre haute énergie des galaxies NGC 4151, IC 4329a et MCG 8-11-11 avec le modèle d'illumination. La courbe en tiret représente le continu X primaire, la courbe en pointillé la composante en réflexion et la courbe en trait plein la somme des 2.

TAB. 4.1: Valeurs des paramètres des ajustements avec ou non prise en compte des données entre 6 et 7 keV (respectivement (a) et (b)). La fréquence de coupure  $\nu_0$  est donnée en keV et la colonne densité en  $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ .  $\mathcal{P}_{\chi^2}$  est la probabilité du  $\chi^2$

	$\Gamma$	$\nu_0$	$\beta$	$\mu$	$N_h$	$\chi^2/\text{ddl}$	$\mathcal{P}_{\chi^2}$
IC 4329a							
(a)	$1.87^{+0.06}_{-0.11}$	$112.^{+240}_{-111}$	$0.39^{+0.30}_{-0.13}$	$0.18^{+0.01}_{-0.01}$	$0.46^{+0.02}_{-0.02}$	127/103	5%
(b)	$1.97^{+0.01}_{-0.10}$	$210.^{+112}_{-210}$	$2.6^{+6.1}_{-2.2}$	$0.15^{+0.03}_{-0.04}$	$0.47^{+0.02}_{-0.03}$	118/100	11%
MCG 8-11-11							
(a)	$1.71^{+0.04}_{-0.13}$	$203.^{+110}_{-202}$	$0.96^{+1.8}_{-0.6}$	$0.38^{+0.06}_{-0.07}$	$0.27^{+0.02}_{-0.02}$	913/883	24%
(b)	$1.66^{+0.01}_{-0.01}$	$116.^{+242}_{-71}$	$0.51^{+2.9}_{-0.12}$	$0.41^{+0.10}_{-0.20}$	$0.27^{+0.02}_{-0.02}$	814/826	61%
NGC 4151							
(a)	$1.87^{+0.04}_{-0.03}$	$211.^{+20}_{-20}$	$2.4^{+0.6}_{-0.5}$	$0.16^{+0.03}_{-0.02}$	$9.8^{+0.2}_{-0.2}$	100/98	42%
(b)	$1.87^{+0.06}_{-0.03}$	$210.^{+25}_{-15}$	$2.4^{+1.2}_{-0.5}$	$0.16^{+0.05}_{-0.02}$	$9.8^{+0.2}_{-0.3}$	93/95	54%

### 4.2.2 Ajustement des données pour NGC 5548

Les résultats pour cette galaxie n'ont été obtenus qu'assez récemment et c'est la seule galaxie pour laquelle nous avons des données simultanées en UV (IUE) et X (GINGA) tout à fait adaptées pour contraindre notre modèle. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre II.1, notre modèle prédit de manière autoconsistante la forme du spectre de l'UV aux X durs pour un angle d'inclinaison donné. La normalisation entre la partie UV et la partie X est donc fixée et ne peut intervenir comme paramètre libre lors de l'ajustement des données. Nous avons ainsi, Julien Malzac et moi-même, implémenté la composante UV prédite par le modèle dans la procédure d'ajustement de XSPEC. Cela ne rajoute qu'un paramètre libre à savoir la température caractéristique  $T_c$  du disque (cf. chapitre II.1). Pour prendre en compte correctement les données non simultanées du satellite OSSE, il a été nécessaire de les normaliser indépendamment des données IUE/GINGA. Les observations et l'ajustement correspondant sont tracés sur la figure 4.4. Le meilleur ajustement a été obtenu pour une

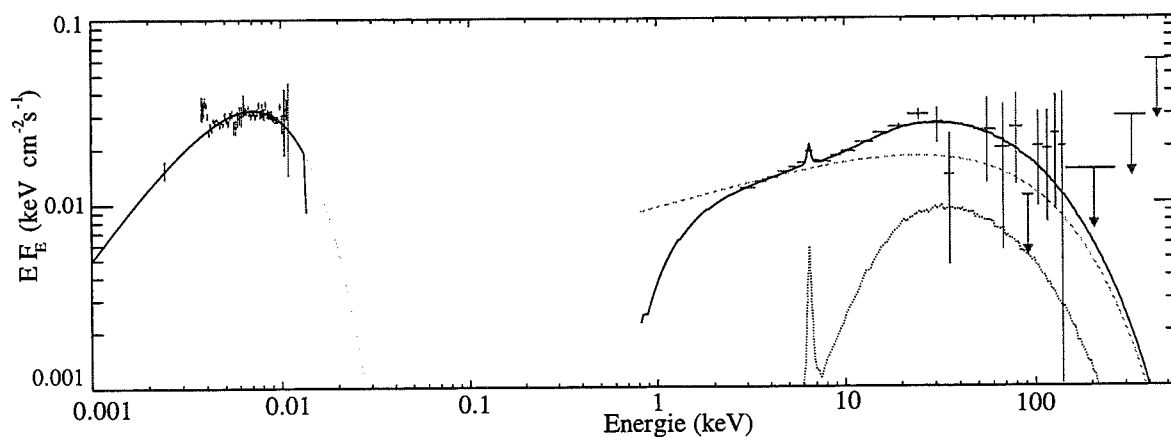


FIG. 4.4: Ajustement du spectre UV/X/ $\gamma$  de NGC 5548.

température du disque  $T_c \simeq 2$  eV, un indice spectral en photon  $\Gamma \simeq 1.7$ , une coupure haute énergie  $\nu_0 \simeq 80$  keV, un exposant de coupure  $\beta \simeq 1$ , une densité de colonne  $N_h \simeq 0.410^{22}$  cm $^{-2}$  et un angle d'inclinaison d'environ  $80^\circ$ . L'ajustement est excellent puisque le  $\chi^2$  réduit est de 0.75. Il est cependant utile de faire quelques remarques:

- Comme pour les 3 précédentes galaxies, la faible composante en réflexion de NGC 5548 nécessite un angle d'inclinaison élevé.
- Mis à part l'angle d'inclinaison, les valeurs des autres paramètres sont en accord avec ceux obtenus dans la littérature (Clavel *et al.* 1992; Magdziarz *et al.* 1997)
- Cette galaxie possède un fort excès X mou inconsistent avec l'émission d'un disque standard (Magdziarz *et al.* 1997). Nous n'avons pas pris en compte cette composante dans notre ajustement car rien dans le modèle actuel ne permet de la reproduire. Les travaux de Magdziarz *et al.* (1997) semblent montrer que l'émission UV-soft X peut s'ajuster par un modèle de disque comptonisé mais le plasma froid responsable de la

comptonisation de l'émission UV est supposé de manière ad hoc. Dans le cadre du modèle d'illumination anisotrope, il est possible qu'une couronne de quelques keV se forme à la surface du disque et produise l'excès X mou. Cela serait en accord avec la corrélation UV/X mou observée par Marshall *et al.* (1997) dans cette galaxie. C'est donc un autre point à développer dans notre modèle.

### 4.3 Discussion

Comme nous l'avons vu, notre modèle donne de très bons ajustements mais nécessite, pour obtenir la composante en réflexion adéquate dans chacune des 4 galaxies étudiées, un angle d'inclinaison très élevé de l'ordre de  $80^\circ$ . Ce résultat n'est pas un problème en soit car il est tout à fait possible que les parties centrales de ces galaxies soient vues pratiquement de côté. Certains travaux semblent d'ailleurs être en accord avec ce résultat (cf. M98). D'autres par contre prédisent, à partir de l'ajustement précis de la raie du Fer (Nandra *et al.* 1997), des angles d'inclinaison  $\simeq 30^\circ$ . Ces ajustements supposent que la raie est produite dans les régions internes d'un disque d'accrétion. Comme les effets relativistes, dus à la présence d'un trou noir de Schwarzschild ou de Kerr, dépendent fortement de l'angle d'inclinaison il est possible, si ce modèle est juste, de déduire cet angle avec précision. Quoi qu'il en soit, même si les hypothèses de ces différents modèles ne permettent pas de rejeter nos propres résultats, deux problèmes ressortent de cette étude:

1. le modèle d'illumination prévoit l'existence de Seyferts 1 dominées par la réflexion pour des angles d'inclinaison faibles alors qu'aucune n'a été observée.
2. sur un échantillon de 27 galaxies de Seyfert 1 détectées par GINGA (Nandra & Pounds 1994), aucune ne possède de coefficient de réflexion  $R$  supérieur à  $\simeq 4$ . Cela correspond, au vue de la figure 4.2, à un angle d'inclinaison minimal de  $50^\circ$  pour être en accord avec le modèle d'illumination anisotrope.

Il est vrai que les travaux menés sur l'ajustement du fond diffus X semble nécessiter l'existence d'objets avec une forte pente entre 2 et 10 keV (Fabian & Barcons 1992). Ces objets pourraient faire partie des objets à forte composante en réflexion prédit par notre modèle. De récentes observations du ciel X profond par ASCA ont même pu résoudre environ 30% de ce fond diffus en sources ayant un spectre d'indice en photon  $\simeq 1.5$  (Ueda *et al.* 1998). Mais, d'une part cela ne témoigne pas d'une très forte composante en réflexion et d'autre part, l'étude de certains de ces objets semble montrer leur appartenance à la classe des Seyfert 2 (Sakano 1998). Concernant le second point, il semble peu probable que sur un échantillon quelconque de 27 galaxies de Seyfert observées entre 2 et 20 keV, aucune ne soit vue sous un angle d'inclinaison inférieur à  $50^\circ$ <sup>1</sup>. Il est alors possible de faire appel à un effet de sélection limitant l'observation de galaxies vue de face dans cet intervalle d'énergie, ces mêmes

---

1. La probabilité est de  $(\cos 50)_{27} \simeq 10^{-5}$  pour un échantillon dont on suppose la distribution des angles d'inclinaison uniforme.



galaxies qui, dans notre modèle, posséderaient justement une forte composante en réflexion. L'anisotropie du rayonnement de la source X peut-il être cet effet recherché? Deux raisons semblent s'y opposer:

- la luminosité X du primaire ne commence à décroître notablement que pour des inclinaisons faibles. Pour des angles de l'ordre de 30 à 40 degrés le primaire est encore suffisamment proche de son niveau maximal (obtenu pour un angle de 90°), entre 2 et 10 keV, pour que l'objet soit détectable par les satellites. Comme ces objets devraient également posséder une composante en réflexion relativement importante, ce nouveau type de Seyferts dominées par la réflexion auraient dû être détecté.
- la baisse du primaire entre 2 et 10 keV est relativement compensée par l'augmentation de la composante en réflexion. Il y a ainsi seulement un facteur 5-10 en flux à 2 keV entre une galaxie vue sous un angle de 10° et celle vue sous un angle de 80° (cf. figure 4.1). La dispersion des luminosités des sources observées par GINGA est également de cet ordre de grandeur et il semble donc peu probable que cela soit l'effet de sélection recherché.

L'effet d'anisotropie ne semble donc pas suffisant pour accorder notre modèle aux observations. Si l'on veut garder le modèle d'illumination dans l'état actuel de développement, il est nécessaire de faire appel à un effet de sélection différent de l'effet d'anisotropie. Nous n'avons pas pu, jusqu'à présent, trouver d'effets de sélection réalistes et imposer cette effet de manière ad hoc n'est pas satisfaisant. Nous sommes donc arrivés à la conclusion qu'il fallait revoir certaines des hypothèses du modèle de réillumination anisotrope.

#### 4.3.1 Une solution possible: l'ionisation du disque. Étude qualitative.

Notre recherche de solutions possibles pour diminuer la forte composante en réflexion nous a mené à revoir l'hypothèse de disque neutre. Il est vrai que cette hypothèse découle de l'observation de la raie de fluorescence du Fer, qui pique à 6.4 keV et coïncide donc avec l'émission d'un gaz froid. Il est vrai aussi que le profil de cette raie semble élargi par les effets à la fois relativistes et de rotation du disque ce qui suggère une émission relativement proche du trou noir central. Pourtant, si une partie du disque était fortement ionisée, la réflexion du primaire sur ces régions ionisées serait faiblement absorbée par effet photoélectrique. Elle posséderait alors une forme semblable au spectre primaire aux basses énergies et posséderait donc une bosse en réflexion nettement moins importante pour des angles d'inclinaison faibles. Il est possible de concilier ces différentes remarques en supposant un disque neutre dans ses régions internes et entièrement ionisé dans ses régions externes. Cela ne paraît pas déraisonnable, à première vue, puisque la densité d'un disque d'accrétion capable de produire des jets, tels ceux décrits par Ferreira & Pelletier (1993a), varie grossièrement en  $r^{-3/2}$  alors que le flux ionisant reste à peu près constant pour  $r \leq Z_0$  (comme en témoigne la constance du profil en température sur la figure 1.5a du chapitre précédent). Le paramètre d'ionisation peut donc

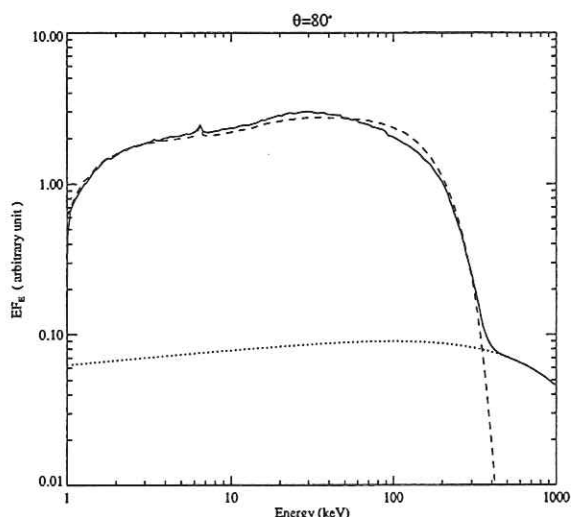


FIG. 4.5: Composante en réflexion sur un disque ionisé.

ionisé, l'émission X primaire nécessaire à l'ajustement est moins importante que dans le cas d'un disque neutre. La coupure aux alentours de quelques centaines de keV n'est alors plus imposée par le primaire mais par la composante en réflexion et donc par les effets Klein-Nishina subit par les photons se réfléchissant sur le plasma froid.

#### 4.4 Conclusion

La comparaison aux observations a été un test décisif pour notre modèle puisque, si chaque spectre est très bien reproduit individuellement, les prédictions faites sur l'ensemble des galaxies de Seyfert 1, dont on a actuellement des données en X, semblent plutôt improbables. En effet, la plupart possèdent une faible composante en réflexion (coefficient de réflexion  $\simeq 1$ ) ce qui se traduit dans notre modèle par un angle d'inclinaison toujours supérieur à  $50^\circ$ . Il est possible de faire appel à un effet de sélection observationnel limitant actuellement la détection de Seyfert 1 avec des angles d'inclinaison faibles. Malheureusement, l'effet d'anisotropie, particulier à notre modèle, ne semble pas être une solution possible et il apparaît nécessaire de modifier certaines de nos hypothèses pour diminuer cette forte composante en réflexion. Une solution possible serait de supposer un disque en partie ionisé et les premiers résultats obtenus semblent assez encourageants. Il semble donc raisonnable de poursuivre ce travail en prenant en compte plus précisément les problèmes de transfert radiatifs à la surface du disque afin d'en déduire l'état d'ionisation de la matière.

être suffisamment faible, dans les régions internes, du disque pour que l'ionisation y soit peut importante. Nous avons donc lancé quelques simulations en paramétrisant la limite entre les 2 régions neutre/totalement ionisé par le demi-angle  $\phi$  que sous-tend la zone neutre vue de la source chaude. La figure 4.5 montre la superposition de l'ajustement de IC4329a obtenu précédemment, donc avec un angle de  $80^\circ$ , avec celui d'un disque en partie ionisé vue sous un angle de  $10^\circ$ . L'angle  $\phi$  pour obtenir cet ajustement est de l'ordre de  $45^\circ$ , ce qui implique que le rayon de la région non ionisée soit de l'ordre de  $Z_0$ . Ces spectres sont étonnamment similaires. Par contre, dans le cas d'un disque

## Publication

Anisotropic illumination in AGNs. The reflected component. Comparison to hard X-ray spectra from Seyfert Galaxies.

Malzac J., Jourdain E., Petrucci P.O. & Henri G., *Astron. Astrophys.* 336, 807-815 (1998)

## Anisotropic illumination in AGNs

### The reflected component. Comparison to hard X-ray spectra from Seyfert Galaxies

J. Malzac<sup>1</sup>, E. Jourdain<sup>1</sup>, P.O. Petrucci<sup>2</sup>, and G. Henri<sup>2</sup>

<sup>1</sup> C.E.S.R. (CNRS/UPS), 9, av. du Colonel Roche, B.P. 4346, F-31028 Toulouse Cedex 4, France

<sup>2</sup> Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, B.P. 53X, F-38041 Grenoble Cedex, France

Received 18 February 1998 / Accepted 29 May 1998

**Abstract.** We calculate the reflection component predicted by the anisotropic illumination model of Henri & Petrucci 1997. This component appears to be more important than for isotropic models. The overall X/γ spectrum is found to be strongly angle-dependent. When the accretion disc is seen with a nearly edge-on orientation the reflection hump is weak, while a face-on viewing angle leads to a prominent reflection hump with an equivalent reflection coefficient  $R \sim 50$ . Such reflection dominated Seyfert 1s galaxies are not observed. By fitting observed X/γ spectra, we derive inclination angle  $\theta \sim 70^\circ$  for MCG 8-11-11 and  $\theta \sim 80^\circ$  for IC 4329a and NGC 4151. Although the model succeed in reproducing individual observed spectra, it requires all the Seyfert 1s observed in the X-ray band to be seen with large inclination angles. Such a situation is highly improbable. On the other hand, we show that the ionisation of a fair part of the reflecting disk could represent an interesting improvement of the model, consistent with the data and relaxing the constraints on the high energy cut-off in Seyfert galaxies.

**Key words:** radiative transfer – X-rays: galaxies – galaxies: Seyfert – galaxies: individual: IC 4329a – galaxies: individual: MCG 8-11-11 – galaxies individual: NGC 4151

#### 1. Introduction

Although we know now that the high energy spectrum of AGNs is driven by accretion processes in the vicinity of a supermassive black hole, the detailed nature and geometry of the nuclear emitting region are still unclear.

The radio quiet AGNs have first been divided in two spectral classes based on optical classification (Khalichikyan & Weedman 1971). The Seyfert 1s show broad (up to 10000 km/s) and narrow (up to 1000 km/s) emission lines while the Seyfert 2s show only the narrow ones. The broad lines originate probably from hot photoionized clouds

within 1 parsec of the central source, while the narrow lines originate in moving clouds at kilo parsec distances. The most popular models to explain these differences are the unified models (see Antonucci 1993 for a review). In this scheme Seyfert

1s and 2s have intrinsically the same nucleus, the differences are simply due to an inclination effect. An optically thick torus of dust and molecular gas surrounds the nucleus and the broad line region (BLR), obscuring our view of the BLR when our line of sight lies close to the torus plane. In this case the galaxy appears as a Seyfert 2 since only the NLR are visible. The BLR and the nucleus are visible only when we view from within a cone aligned with the polar axis of the torus. The galaxy then appears as Seyfert 1. The most extreme hypothesis, called the straw's person model, assumes that the thickness and the opening angle of the torus are the same in all Seyfert galaxies. This model received strong supports from observations, but there are now some hints that the reality is more complex lying somewhere between the straw's person model and the hypothesis that Seyfert 1s and 2s are intrinsically different objects.

Since the high energy photons are less altered by the environment, and because of their short time variability, the observed X and γ spectra provide information on the inner regions and the primary source. They are well described by an intrinsic power law with photon index  $\Gamma \sim 1.9$  (Pounds et al. 1990; Nandra & Pounds 1994) with a cut-off at a few hundred keV (Jourdain et al. 1992; Johnson et al. 1995). This powerlaw is interpreted as the result of comptonisation of soft (UV) photons by high energy electrons or pairs. Ginga observations have shown the presence of secondary components superimposed on the powerlaw. Among them a reflected component arising from Compton reflection on cold matter (White & Lightman 1988) and a neutral Fe  $K_\alpha$  line. These components suggest the presence of a cold thick gas in the region where most of the power is released.

This is corroborated by the presence in many sources of a strong UV bump interpreted as a thermally radiating medium. This UV emission was thought to arise from internal dissipation in an accretion disc until variability studies of NGC 4151 and NGC 5548 (Clavel et al. 1992; Warwick et al. 1996; Perola et al. 1986) showed a correlated UV and X variability which is inconsistent with the standard accretion disc model. The UV and optical continua are more likely due to the reprocessing of the high energy radiation.

All these elements have led to consider various geometries where an X-ray source is located above a cold accretion disc and reilluminates it, imprinting the reflection features on the



observed spectrum (Zdziarski et al. 1990; Haardt et Maraschi 1991, 1993). In these models the X-ray source is isotropic, half of the X-rays impinges on the disc and is reprocessed. This produces a black body UV luminosity of about the same magnitude as the hard Comptonized luminosity. This is contrary to observations which often show a UV luminosity several times greater than X-ray luminosity (Walter et Fink 1993). Furthermore, some observations of the Fe line with a large equivalent width ( $EW > 200$  eV, Nandra et al. 1997) seem to require more impinging radiation. Ghisellini et al. (1991) pointed out that the anisotropy of both the UV radiation field and the IC process should lead to more X-ray photons scattered backward than upward.

However, the discovery by OSSE and SIGMA of an ubiquitous cut-off around a few hundred keV has focused the attention on thermal models, stimulating detailed calculations of the coupling between the hot source and the cold disc. The most popular model, favored by these calculations, is the patchy corona model (Haardt et al. 1994; Stern et al. 1995). In this scheme the emitting region is modeled by a small number ( $\sim 10$ ) of active regions on the surface of the accretion disc. This model is in good agreement with the data. However, it requires internal dissipation in the disc to explain large UV to X ratios, which is again difficult to reconcile with simultaneous optical-UV variability. It seems also to have difficulties to explain photon index softer than 2, as observed in some Seyfert 2s (Smith & Done, 1996).

As an alternative, Henri et Petrucci (1997, hereafter HP97) proposed a model where the hard X-rays are emitted by a unique non-thermal optically thin point source. This source is located above an accretion disc and illuminates it. Such a source could be physically realized by a strong shock terminating an aborted jet (Petrucci et al., in preparation). The seed photons are provided by the thermal emission of the disc. This disc is represented by an infinite slab which radiates only the reprocessed energy from the hot source without internal dissipation. The anisotropy of the soft photon field influences the Compton process making the X/ $\gamma$  emission strongly anisotropic. HP97 calculated in a self-consistent way the angular distribution of the high energy radiation and the disc temperature profile. This anisotropic illumination model (AIM) was found to give a good explanation of the observed distribution of UV/X luminosity ratios in Seyfert 1s. The high energy cut-off can be obtained by an appropriate shape of the particle distribution that can be naturally produced by reacceleration associated with pair production (Done et al. 1990, Henri & Pelletier 1991).

In this paper we investigate further this anisotropic illumination scenario. We calculated the reflection component expected from this geometry (Sect. 2). The strong anisotropy of the X-ray source leads to an overall spectrum which is highly angle dependent. For nearly pole-on viewing angles, the reflected component dominates the hard X-ray spectrum. In Sect. 3, we compare our results with observed spectra of IC 4329a, MCG 8-11-11 and NGC 4151. The small amount of reflection in these objects requires nearly edge-on inclination angles. To date, no reflection dominated Seyfert 1 has been detected. It means that *in the*

*framework of the present model all the X/ $\gamma$  observed Seyfert 1s are seen with large inclinations.* This point and possible implications for Seyfert galaxies are discussed in Sect. 4.

## 2. The reflection component

### 2.1. Computational method and assumptions

The calculation of the reflected component of the proposed model is a bit peculiar, since the incident flux is angle dependent. The flux from the primary X-ray source, radiated in a direction defined by an angle  $\theta$  with the normal to the disc was given in HP97 (Eq. 78) with a form similar to:

$$F_{\text{dir}}(E, \mu) \propto F_{\eta\chi}(\mu) A(\mu)^{\Gamma-2} E^{1-\Gamma} \exp - \sqrt{\frac{E}{E_c A(\mu)}} \quad (1)$$

where  $\mu = \cos \theta$ ,  $\Gamma$  is the photon index and  $E_c$  the cut-off energy.

The anisotropy coefficients are given by:

$$F_{\eta\chi}(\mu) = 2.30043 - 3.29152\mu + 1.09871\mu^2, \quad (2)$$

$$A(\mu) = \frac{F_{\eta\chi}(\mu)}{2. - 1.64576\mu}. \quad (3)$$

Note that the effective cut-off energy  $E_c A(\mu)$  is angle dependent.

This form of  $F_{\text{dir}}$  differs from the classical power law plus exponential cut-off by the 1/2 exponent under the exp function. This exponent originates from the lepton energy distribution in the hot source. In HP97 (Eq. 71), this distribution function has been *arbitrary* fixed to be:

$$n(\gamma) = N_0 \gamma^{-s} \exp \left( -\frac{\gamma}{\gamma_0} \right) \quad (4)$$

Actually, we should calculate it self consistently taking into account all radiative and hydrodynamic processes in the shock which leads to the formation of the hot source. This work is currently in progress and it seems that in the allowed range of parameters there are few constraints on the shape of the electron distribution. For example, we could choose the more general distribution:

$$N(\gamma) = N_0 \gamma^{-s} \exp \left[ - \left( \frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{2\beta} \right] \quad (5)$$

Which leads to a photon flux:

$$F_{\text{dir}}(E, \mu) \propto F_{\eta\chi}(\mu) A(\mu)^{\Gamma-2} E^{1-\Gamma} \exp \left[ - \left( \frac{E}{E_c A(\mu)} \right)^{\beta} \right] \quad (6)$$

In this paper, we will use this last expression. Indeed, the model does not constrain the detailed shape of the primary spectrum but only the integrated luminosities.

For directions  $\mu < 0$ , the radiation impinges on the disc. A fair part of the luminosity is absorbed contributing to the disc heating, while a fraction is Compton reflected leading to the formation of a secondary component  $F_{\text{ref}}$ . As for the isotropic case the strength and shape of reflected spectrum depend on the viewing angle (Magdziarz & Zdziarski 1995), but in a stronger manner. We performed calculations of  $F_{\text{ref}}(E, \mu)$  using a Monte-Carlo code which enables a treatment of these anisotropy effects (See Poutanen et al. 1996 for a semi-analytic treatment of angle dependent illumination). Our code takes into account both Compton diffusions in cold matter, photoabsorption and iron fluorescence. The disc is supposed to be optically thick, we fixed its column density at  $10^{26} \text{ cm}^{-2}$ . The photoabsorption opacities are those from Morrisson & Mc Cammon (1983) which assume neutral matter with standard abundances. This code was tested, for the isotropic case, against the results of Magdziarz & Zdziarski 1995 and found in good agreement.

Assuming neutral matter means that the source height is supposed to be large enough for the impinging X-ray flux not to ionize the disc significantly. This hypothesis is supported by the observations of the 6.4 keV Fe line (Pound et al. 1990; Nandra & Pounds 1994). An ionized reflector would increase the reflected continuum below 10 keV where its contribution to the overall spectrum is usually very weak.

In Petrucci & Henri (1997), general relativity effects were studied and found to have negligible influence on the primary and reprocessed spectrum for source heights greater than  $25 R_s$  ( $5 \cdot 10^{12}$  to  $5 \cdot 10^{14}$  cm for typical masses). In this limit indeed, the characteristic size of the disc area where most of the source power is radiated, is much larger than the gravitational radius. Since our assumption of neutral matter requires a large source height, we assume that general relativity effects on the reflection component are negligible and use an Euclidean metric. Also we did not attempt to take into account the Doppler effect from the disc rotation. These effects would affect essentially the Fe line shape.

The reflected luminosity does not contribute to the disc heating. This could modify the temperature disc profile derived in HP97. Actually the disc albedo is small and we can neglect the incidence of reflection on the disc-source energy balance. We checked a posteriori that the total reflected luminosity is only about 10 % of the total incident luminosity. Also minor modifications of the primary spectrum arising from reflected photons going back to the hot source have been neglected.

With all these approximations the high energy spectrum shape is independent of the source height above the infinite disc.

## 2.2. Results

The main result from our calculations is that the overall spectrum is strongly dependent on the viewing angle  $\theta$ , defined as the angle between the line of sight and the normal to the disc. Fig. 1 shows two spectra obtained for edge-on and face-on inclinations. The hard X-ray source is highly anisotropic, the downward to upward emitted power ratio is about 7, lead-

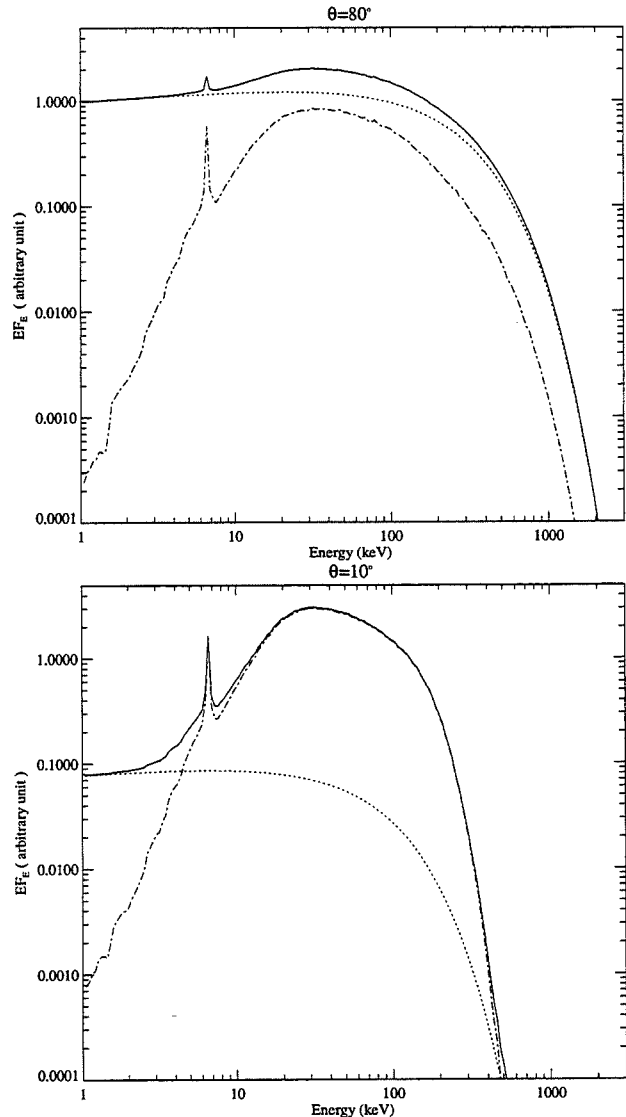


Fig. 1. Calculated spectra for  $\theta = 10^\circ$  (bottom) and  $\theta = 80^\circ$  (top) with  $E_c = 200$  keV  $\Gamma = 1.9$  and  $\beta = 1$ . The dotted lines show the primary spectrum, the dashed lines the reflected component.

ing to a reflection component higher than for isotropic models. Furthermore, this anisotropy leads to an increasing apparent luminosity of the primary emission with increasing  $\theta$  (see HP97). On the other hand the reflected flux is roughly proportional to the projected disc area seen by the observer which decreases as  $\mu = \cos \theta$ . So, the reflection component dominates the high energy spectrum for low inclinations.

The amount of reflection in the overall spectrum can be quantified by the reflection coefficient  $R$ . This empirical parameter is used to account for anisotropy and geometry uncertainties when comparing an isotropic reflection model with data.  $R$  is usually defined as the normalisation ratio between an observed reflected component to the calculated reflection obtained for an

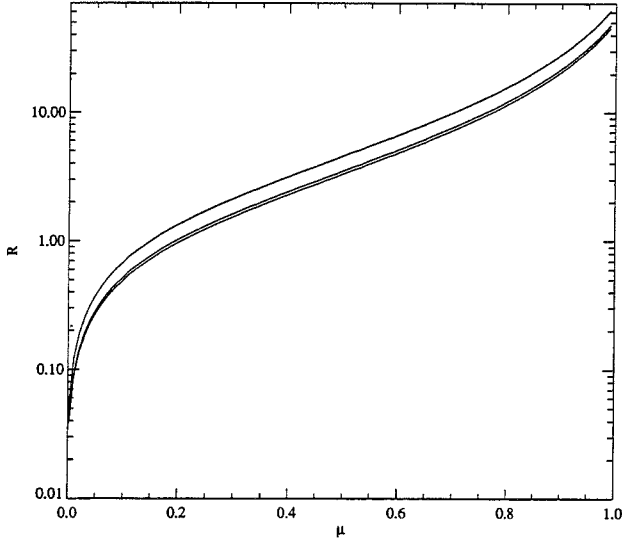


Fig. 2.  $R$  as a function of  $\mu$  for three reference angles.  $\theta_0 = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$  from bottom to top. The parameters of the primary emission are  $E_c = 200$  keV,  $\Gamma = 1.9$ ,  $\beta = 1$ .

isotropic source illuminating an infinite slab seen with a given reference inclination angle  $\theta_0$ .

The choice of  $\theta_0$  is important since even in the isotropic case the reflected spectrum shape and normalisation are angle dependent. Usually  $\theta_0$  is chosen to be  $60^\circ$  because for this angle the spectrum is very close to the angle averaged spectrum, some authors prefer  $\theta_0 = 0$  since Seyfert 1s are expected to be seen pole on.

Here we estimate the reflection coefficient predicted by the AIM. Our  $R(\mu)$  is the ratio of the number of reflected photons predicted by the model for a given  $\mu$ , to the photon number obtained if the source was isotropic – and emitting the spectrum predicted by our model for an inclination  $\mu$  – and observed with an inclination  $\mu_0 = \cos \theta_0$ :

$$R(\mu) = \frac{\int E^{-1} F_{\text{ref}}(E, \mu) dE}{\int E^{-1} F_{\text{ref}}^{\text{iso}, \mu}(E, \mu_0) dE} \quad (7)$$

Fig. 2 shows  $R$  as a function of the inclination angle.  $R$ , increasing quickly with  $\mu$ , is of order of unity for angles around  $80$ – $75$  degrees and become important for smaller angles reaching values of about 50 for small inclinations.

As the observed  $R$  in Seyfert 1 galaxies is of order unity, we can already see that the anisotropic illumination model predicts an important inclination angle for those Seyfert 1s that have been well studied in hard X-rays. In the next section we test our model against the high energy spectra of IC 4329a, MCG 8-11-11 and NGC 4151 and derive inclination angles for these objects.

### 3. Comparisons with observations

#### 3.1. Data

In order to test the anisotropic illumination model and its predicted reflection component, we need spectral data in the 1–500 keV range. Seyfert 1 galaxies are faint at high energy, OSSE detected only 12 of them with a good photon statistic (Johnson et al. 1997). If we discard those which were not observed simultaneously by a lower energy instrument their number falls to only 3 objects for which data are available, namely IC 4329a, MCG 8-11-11 and NGC 4151.

For IC 4329a we used the ROSAT, GINGA and OSSE data from Madejski et al. (1995, Fig. 4b model d). In our fits we ignored pha bins below 1 keV. For MCG 8-11-11 we used the ASCA/OSSE joint spectrum described in Grandi et al. (1997). For NGC 4151 we used the data from Zdziarski et al. (1996). The original data are a composite spectrum based on nearly simultaneous observations by ROSAT, GINGA and OSSE in June 1991. NGC 4151 presents a strong excess below 1.5 keV whose nature is unclear, arising probably from extended emission in the galaxy (Pounds et al 1986), and a strong complex absorption structure. The analysis of these components is out of the scope of the present work. So, we did not use the ROSAT data in our fit and considered GINGA data only above 2 keV.

#### 3.2. Fitted model

We fit these data with a 3 component model which has the following form:

$$F(E, \mu) = [F_{\text{dir}}(E, \mu) + F_{\text{ref}}(E, \mu)] e^{-\sigma(E) N_{\text{H}}} \quad (8)$$

The first component is the direct flux  $F_{\text{dir}}$  defined by Eq. 6 which depends on parameters  $\mu$ ,  $E_c$ ,  $\Gamma$  and  $\beta$ .

The second component  $F_{\text{ref}}(E, \mu)$  is the reflected component. This component depends indirectly on parameters  $E_c$ ,  $\Gamma$  and  $\beta$  via the incident X-ray spectrum. The  $\mu$  parameter affects weakly its shape, but mainly its relative intensity to the direct flux.

As an attempt to account for the low energy absorption we add a simple neutral absorption model with an hydrogen equivalent column density  $N_{\text{H}}$ . In order to have a reduced set of free parameters we did not attempt to model the data with a more complex absorber (ionized or partial covering). As we fit the data only above 1 keV we expect it does not influence the fit.

So, the fitted model includes 5 parameters  $E_c$ ,  $\Gamma$ ,  $\mu$ ,  $N_{\text{H}}$  and  $\beta$  plus an overall normalisation.

The fits were performed using XSPEC V10. The computation of the reflected spectrum by Monte Carlo method is too time consuming to be implemented in the fit procedure. So, we calculated once for all the “response matrix” of the disc. This matrix (similar to those described in Poutanen et al. 1996) gives the reflected spectrum in a given direction, for a given incident flux at fixed incidence angle and energy. An XSPEC implemented subroutine computes quickly the reflected component by interpolating and summing the matrix elements.

**Table 1.** Best fit parameters and  $\chi^2$  for models (a)  $\beta$  frozen, (b)  $\beta$  free parameter, (c)  $\beta$  frozen, 6.-7. keV channels ignored, (d)  $\beta$  free, 6.-7. keV channels ignored.  $E_c$  is given in keV,  $N_H$  in  $10^{22} \text{ cm}^{-2}$ .

	$\Gamma$	$E_c$	$\beta$	$\mu$	$N_H$	$\chi^2/\nu$
<b>IC 4329a</b>						
(a)	$1.95^{+0.03}_{-0.01}$	$284^{+120}_{-69}$	1.0 (f)	$0.16^{+0.02}_{-0.01}$	$0.46^{+0.02}_{-0.02}$	129/104
(b)	$1.87^{+0.06}_{-0.11}$	$112^{+240}_{-111}$	$0.39^{+0.30}_{-0.13}$	$0.18^{+0.01}_{-0.01}$	$0.46^{+0.02}_{-0.02}$	127/103
(c)	$1.96^{+0.01}_{-0.02}$	$306^{+136}_{-60}$	1.0 (f)	$0.16^{+0.02}_{-0.02}$	$0.46^{+0.02}_{-0.02}$	118/101
(d)	$1.97^{+0.01}_{-0.10}$	$210^{+112}_{-210}$	$2.6^{+6.1}_{-2.2}$	$0.15^{+0.03}_{-0.04}$	$0.47^{+0.02}_{-0.03}$	118/100
<b>MCG 8-11-11</b>						
(a)	$1.71^{+0.04}_{-0.04}$	$201^{+96}_{-55}$	1.0 (f)	$0.38^{+0.05}_{-0.07}$	$0.27^{+0.02}_{-0.02}$	913/884
(b)	$1.71^{+0.04}_{-0.13}$	$203^{+110}_{-202}$	$0.96^{+1.8}_{-0.6}$	$0.38^{+0.06}_{-0.07}$	$0.27^{+0.02}_{-0.02}$	913/883
(c)	$1.71^{+0.05}_{-0.08}$	$217^{+64}_{-78}$	1.0 (f)	$0.36^{+0.13}_{-0.13}$	$0.27^{+0.02}_{-0.02}$	814/827
(d)	$1.66^{+0.01}_{-0.01}$	$116^{+242}_{-71}$	$0.51^{+2.9}_{-0.12}$	$0.41^{+0.10}_{-0.20}$	$0.27^{+0.02}_{-0.02}$	814/826
<b>NGC 4151</b>						
(a)	$1.80^{+0.01}_{-0.01}$	$235^{+25}_{-19}$	1.0 (f)	$0.15^{+0.01}_{-0.01}$	$9.4^{+0.1}_{-0.1}$	137/99
(b)	$1.87^{+0.04}_{-0.03}$	$211^{+20}_{-20}$	$2.4^{+0.6}_{-0.5}$	$0.16^{+0.03}_{-0.02}$	$9.8^{+0.2}_{-0.2}$	100/98
(c)	$1.84^{+0.01}_{-0.08}$	$282^{+14}_{-78}$	1.0 (f)	$0.18^{+0.01}_{-0.05}$	$9.5^{+0.1}_{-0.4}$	131/96
(d)	$1.87^{+0.06}_{-0.03}$	$210^{+25}_{-15}$	$2.4^{+1.2}_{-0.5}$	$0.16^{+0.05}_{-0.02}$	$9.8^{+0.2}_{-0.3}$	93/95

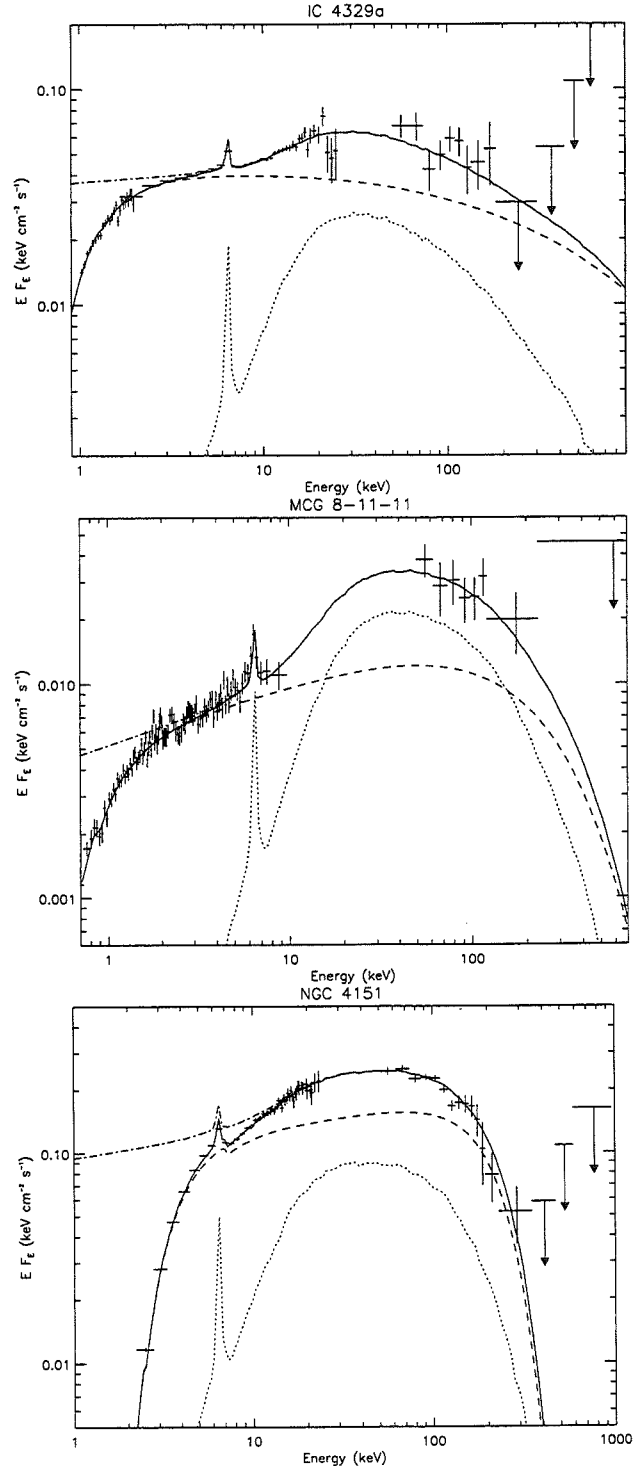
Quoted errors are the 90% confidence range ( $\Delta\chi^2 = 2.706$ ) as computed by XSPEC.

### 3.3. Results

We fitted the data with both the  $\beta$  parameter fixed to 1 (models a/c) and let as a free parameter (models b/d). To estimate the influence of our predicted Fe K $\alpha$  line on the results, we then reprocessed the fits ignoring the pha channels in the 6.-7. range (models c and d). The results are shown in Table 1. Fig. 3 shows the data and the unfolded model spectra from model b.

The best fit parameters values of  $E_c$ ,  $\Gamma$  and  $N_H$  derived with  $\beta = 1$  (model a) are very similar to those found in the previous quoted works. We found values of  $\mu$  corresponding to:  $\theta \sim 81^\circ$  for IC 4329a, and NGC 4151, and  $\theta \sim 67^\circ$  for MCG 8-11-11. These large inclination angles reflect the small amount of reflection in these objects. Using Fig. 2, one can check that these angles are in good agreement with the previously derived  $R$  parameter values: 1.03 ( $\theta_0 = 60^\circ$ ), 1.64 ( $\theta_0 = 0^\circ$ ) and 0.43 ( $\theta_0 = 65^\circ$ ), respectively for IC 4329a, MCG 8-11-11 and NGC 4151.

However, our  $\chi^2$  values are worse because the Fe line is not a free parameter in our model and our absorption model is rough. Ignoring the data bins in the 6.-7. range (model c and d) improves the fits significantly. This means that our predicted Fe line does not reproduce the data very well. An analysis of the residuals shows that the observed lines are stronger and broader in these three objects. Such large equivalent widths are usually interpreted as iron overabundance. The broadening could arise from Doppler and general relativistic effects. A secondary component produced elsewhere could also be present.



**Fig. 3.** Fits with model b. The dotted lines are the reflection components, dashed line are the absorbed primary spectra, dot-dashed lines are the unabsorbed continua, solid lines are the sum of the three components



Actually, a detailed modelling of the Fe line would require more assumptions than we did, making it difficult a self-consistent calculation in the framework of the anisotropic illumination model. However, we can see by eyes in Fig. 3 that our estimates of the line are not in complete disagreement with the data.

In IC 4329a and MCG 8-11-11 the data do not constrain the detailed shape of the cut-off. So adding the  $\beta$  parameter (model *b* and *d*) does not improve significantly the fit. And as  $\beta$  and  $E_c$  are strongly correlated, similar  $\chi^2$  values can be achieved with either small or large value of both  $\beta$  and  $E_c$ . In MCG 8-11-11 the best fit values of  $\beta$  in model *b* is found to be close to 1., while ignoring the 6-7 keV channels lead to  $\beta = 0.51$  but with a  $\chi^2$  value very close to that obtained with  $\beta$  fixed to 1 (model *c*). For IC 4329a we found two local minima corresponding to  $\beta \sim 0.4$ ,  $E_c \sim 110\text{keV}$  and  $\beta \sim 2.7$ ,  $E_c \sim 210\text{keV}$  with a slight difference in  $\chi^2$  values. The first minimum is the best fit in model (*b*), while the second becomes the best fit when 6-7 keV channels are ignored. On the other hand, in NGC 4151, the OSSE data have a higher photon statistics which enables to better constrain the model. The cut-off is clearly sharper than exponential which had led Zdziarski et al. (1996) to interpret it as a thermal one. Our nonthermal model gives a good description of the spectrum provided that  $\beta > 1$ , with a best fit value of  $\beta$  close to 2.4.

#### 4. Discussion

In the previous section we found that the AIM is consistent with the observed X-ray/ $\gamma$ -ray spectra from IC 4329a, MCG 8-11-11 and NGC 4151, provided that the inclination angle is nearly edge-on. This would require that, at least in these three Seyfert 1 galaxies, the dusty torus is inexistent or the geometry of the obscuring material enables us to see directly their nuclei at large inclination angles. To our knowledge, such an hypothesis can not be ruled out by present observations. There are also some hints that the inclination is larger than usually thought in some unobscured Seyferts.

In NGC 4151, HST observations of the ionisation cone in the extended narrow line region require a larger opening angle and an inclination  $> 60^\circ$  (Evans et al. 1993). The large absorption column density and the radio jet in NGC 4151 are also suggestive of an edge-on Seyfert. This led Cassidy & Raine (1997) to propose a modified version of the unified model based on detailed analysis of NGC 4151. In this scheme, the observed ionisation cone is due to the geometry of the scatterer rather than to collimation by the torus. The absorption of Seyfert 2 spectra occurs in a flared accretion disc, so the opening angle of the torus is not required to be small. For NGC 4151 they derive an inclination of  $58^\circ$ .

In the case of IC 4329a, a polarimetric study (Wolstencroft et al. 1995), assuming that the polarization arises from scattering on the inner edge of the optically thick torus, shows that IC 4329a is unlikely to be seen pole-on. Rather, it suggests that our line of sight goes through the edge of the torus so that the central nucleus is partially obscured. This would be consistent with a large inclination if the torus is geometrically thin and, on

the other hand, it would also explain the large column density obtained in the best fits –almost 10 times the galactic column density (see also Walter&Fink 1993). We can equally remark that a large reddening has been observed in the optical and ultraviolet (Marziani et al. 1992) and that IC 4329a is one of the rare almost edge-on Seyfert 1 galaxies (Keel 1980).

We are thus possibly dealing with three highly inclined systems.

However, our results are clearly different from detailed studies of the Fe K line profiles observed by ASCA (Nandra et al. 1997). They found broad asymmetric redshifted lines consistent with emission in the inner regions of an accretion disc rotating around a black hole. The relativistic effects on the line profile are strongly angle dependent (Fabian et al. 1989; Laor 1991). They derive a mean inclination of only  $30^\circ$  for their sample of Seyfert 1s. For NGC 4151 and IC 4329a, they found viewing angles respectively in the range  $9^\circ - 33^\circ$  and  $10^\circ - 26^\circ$  degrees. At least for MCG 6-30-15 and NGC 4151, it seems difficult to find a plausible alternative explanation (Fabian et al. 1995) such as Compton downscattering. Note however that the modelling of the continuum can affect the line profile. On the other hand, the used fitting model requires *ad hoc* assumptions on the inner and outer radii of the disc and on the disc emissivity profile and assumes that all of the fluorescence arise from the disc. Moreover, this model also predicts small inclination angles for a sample of Seyfert 2s and NELG (Turner et al. 1997) in contradiction with the unified model.

A more problematic issue is the prediction of reflection dominated Seyfert 1s for pole-on inclination angles. However, a prominent reflection component should have strong effects below ten keV and thus should be detected by GINGA and ASCA. Indeed, these objects would present a very intense Fe line with equivalent widths of 1-2 keV and a very hard spectrum in this band ( $\Gamma \sim 1$ ). It is interesting to note that observations of the X-ray background requires discrete sources with photon index in the 2-10 keV range  $\Gamma \sim 1.5$  (Ueda et al. 1998). Although these sources are merely Seyfert 2 galaxies (Sakano et al. 1998), the X-ray background would be consistent with reflection dominated Seyfert 1s (Fabian et al. 1990).

A few reflection dominated Seyferts have effectively been reported (Reynolds et al. 1994, Matt et al. 1996, Malaguti et al. 1998), but all of them are Seyfert 2s. The reflection component is then interpreted as reflection on the inner edge of the torus, the nuclear emission being strongly absorbed.

In the GINGA sample of 27 Seyfert 1s and NELG (Nandra & Pound 1994), the largest R values are 3-4. This means that, according to Fig. 2, none of them would have an inclination lower than  $\sim 50^\circ$ . Unless there is a strong selection effect against low inclination system, this situation is most unlikely. The data do not suggest the existence of a selection bias which would be moreover difficult to explain. The AIM in its present form is thus ruled out.

However, some improvements of the AIM could make it more consistent with the observations. First, the source could be closer to the disc. Then, the solid angle subtended by the reflecting matter is reduced due to the central hole in the disk.

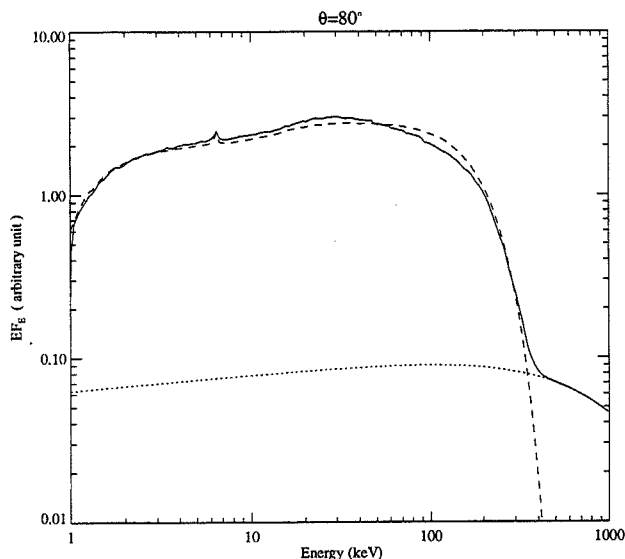


Fig. 4. Spectrum obtained for a disk fully ionized in its external parts (solid line). The half-angle subtended by the neutral region is  $45^\circ$ . The parameters are  $\mu = 0.98$ ,  $\Gamma = 1.9$ ,  $N_H = 0.47$  and  $E_c = 3$  MeV. The direct emission is shown in dotted line. As a comparison the dashed line shows the overall spectrum obtained with best fit parameters of model *d* for IC4329a

Yet, it appears that the reduction of the hump while significant is not sufficient to solve our problem, unless the source is very close to the black hole. For an inclination of  $10^\circ$ , we found that the source has to be lower than a tenth of the radius of the hole. This is rather unrealistic. However, we do not account for relativistic effects in these estimates and it is clear that, at such distances of the black hole, they become very important. Introduction of relativistic effects is deferred to a future work.

On the other hand, a particularly relevant improvement would be to consider the ionisation of the disk upper layers due to illumination. The ionisation degree of the reflecting material depends on the incident flux and the density. We made preliminary estimates of the density profile at the surface of the disk. It turns out to be denser close to the black hole. So that paradoxically, it should be neutral in its internal parts and highly ionized at greater radii.

In the ionized regions the reflected component would arise with very few photoelectric absorption mimicking the primary spectrum at low energy, leading to an apparent reduced reflection hump. As a first estimate of this effect we calculated the spectra predicted by the AIM assuming that the central region is neutral, while the external region is fully ionized (no photoabsorption, reflection on free electrons). The border between the two zones is parametrized by  $\phi$  the half-angle subtended by the neutral region as seen from the source. Fig. 4 compares the spectrum obtained in our fit of IC4329a (model *c*) and a spectrum obtained with  $\phi = 45^\circ$ , and an inclination of  $10^\circ$ . The spectral shapes are very similar. We can equally remark that, as

the direct emission is negligible for small inclinations, the cut-off energy is no longer constrained to be at a few hundred keV ( $E_c = 3$  MeV in Fig 4). This could have interesting consequences for non-thermal models.

## 5. Conclusion

We calculated the reflection component predicted by the AIM. It is found to be stronger than in isotropic model and it dominates the high energy spectrum for small inclination angles. Such a strong reflection component is unobserved in Seyfert 1s. So, to be consistent with the data, the AIM requires that all the observed Seyferts are seen with a large viewing angle. Obtaining acceptable fits of IC4329a, MCG 8-11-11 and NGC4151 spectra requires inclinations of  $70^\circ - 80^\circ$ . While it is possible that these three individual objects are very inclined, it seems very unlikely to be the case for all the Seyfert 1s galaxies observed by GINGA, ASCA and BeppoSAX. So we consider that the AIM, in its present form, is ruled out. However, we showed that it could be reconciled with the data if one admit that a fair part of the disk is strongly ionized. A detailed study of the effect of ionisation as well as other improvements of the model that could reduce the reflection hump are under works.

**Acknowledgements.** We are very grateful to C. Done, E.J. Grove, W.N. Johnson, G. Madejski, D. Smith and particularly to P. Grandi, P. Magdziarz, and A.A. Zdziarski for providing us with the data.

## References

- Antonucci, R.R.J., 1993, ARA&A, 31, 473
- Cassidy, I., Raine, D.J., 1997, A&A, 322, 400
- Clavel, J., et al., 1992, ApJ, 393, 113
- Done, C., Ghisellini, G., Fabian, A.C., 1990, MNRAS, 245, 1
- Edelson, R.A., Malkan, M.A., Rieke G.H., 1987, ApJ, 321, 233
- Evans, I.N., Tsvetano, Z., Kriss, G.A., Ford, H.C., Caganoff, S., Koratkar, A.C., ApJ, 417, 82
- Fabian, A.C., Rees, M.J., Stella, L., White, N.E., 1989, MNRAS, 238, 729
- Fabian, A.C., George, I.M., Miyoshi, S., Rees, M.J., 1990, MNRAS, 242, 14p
- Fabian, A.C., Nandra, K., Reynolds, C.S., Brandt, W.N., Otonic, C., Tanaka, Y., Inoue, H., Iwasawa, K., 1995, MNRAS, 227, L11
- Grandi, P., Haardt, F., Ghisellini, G., Grove, E.J., Maraschi, L., Urry, C.M., 1997, ApJ, in press
- Ghisellini, G., George, I.M., Fabian, A.C., Done, C., 1991, MNRAS, 248, 14
- Haardt, F., Maraschi, L., 1991, ApJ, 380, L51
- Haardt, F., Maraschi, L., 1993, ApJ, 413, 507
- Haardt, F., Maraschi, L., Ghisellini, G., 1994, ApJ, 432, L95
- Henri, G., Pelletier, G., 1991, ApJ, 383, L7
- Henri, G., Petrucci, P. O., 1997, A&A, 326, 87, (HP97)
- Johnson, W.N., Grove, J.E., Kinzer, R.L., et al., 1995, in "The second Compton Symposium", AIP Conf. Proc. 304 (New York:AIP)
- Johnson, W.N., et al, in "Proceedings of the fourth Compton Symposium", 1997, AIP conf. Proc. 410 (New York:AIP)
- Jourdain E., et al, 1992a, A&A, 256, L38
- Keel, W.C., 1980, AJ, 393, 658
- Khalichikyan, E.Y., Weedman, D.W., 1971, ApJ, 7, 231

- Laor, A., 1991, *ApJ*, 376, 90  
 Madejski, G.M., et al., 1995, *ApJ*, 438, 672  
 Magdziarz, P., Zdziarski, A.A., *MNRAS*, 1995, 273, 837  
 Malaguti, G., Palumbo, G.G.C., Cappi, M., et al., 1998, *A&A*, 331, 519  
 Marziani, P., et al., 1992, *ApJ*, 393, 658  
 Matt, G., Fiore, F., Perola, G.C., et al., *MNRAS*, 281, 4, L69  
 Morrisson, R., McCammon, 1983, *ApJ*, 270, 119  
 Nandra, K., Pound, K.A., 1994, *MNRAS*, 268, 405  
 Nandra, K., George, I.M., Mushotsky, R.F., Turner, T.J., Yaqoob, T., 1997, 477, 602  
 Perola, G., et al., 1986, *ApJ*, 306, 508  
 Petrucci, P.O., Henri, G., 1997, *A&A*, 326, 99  
 Pounds, K.A., et al., 1990, *Nat.*, 344, 132  
 Pounds, K.A., Warwick, R.S., Culhane, J.L., De Korte, P.A.J., 1986, *MNRAS*, 218, 685  
 Poutanen, J., Nagendra, K.N., Svensson, R., 1996, *MNRAS*, 283, 892  
 Reynolds, C.S., Fabian, A.C., Makishima, K., et al., 1994, *MNRAS*, 268, L55  
 Sakano, M., et al., 1998, *ApJ* in press (astro-ph/9804118)  
 Smith, D.A., Done, C., 1996, *MNRAS*, 280, 355  
 Stern, B.E., Poutanen, J., Svensson, R., Sikora, M., Begelman, M.C., 1995, *ApJ*, 449, L13  
 Ueda, Y., et al., 1998a, *Nat.*, 391, 866  
 Walter, R., Fink, H.H., 1993, *A&A*, 274, 105  
 Warwick, R.S., et al, 1996, *ApJ*, 470, 349  
 White, T.R., Lightman, A.P., Zdziarski, A.A., 1988, *ApJ*, 331, 939  
 Wolstencroft, R.D., Done C.J., Scarrot S.M., Scarrott R.M.J., 1995, *MNRAS*, 276, 460  
 Turner, T.J., George, I.M., Nandra, K., Mushotzky, R.F., 1998, *ApJ*, 493, 91  
 Zdziarski, A.A., Ghisellini, G., George, I.M., Svensson, R., Fabian, A.C., Done C., *ApJ*, 363, L1  
 Zdziarski, A.A., Johnson, W.N., Magdziarz, P., 1996, *MNRAS*, 283, 193

## Chapitre 6

# Formation d'une source non-thermique

### Sommaire

---

6.1	Accélération par collision . . . . .	126
6.2	Application à un plasma magnétisé . . . . .	127
6.3	Effet de la création de paires sur la formation du choc . . . . .	139
6.4	Application aux galaxies de Seyfert . . . . .	144
6.5	Conclusion générale . . . . .	151

---

Le modèle de réillumination anisotrope suppose l'existence, au centre des galaxies de Seyfert, d'une source non thermique placée à une hauteur de quelques rayons de Schwarzschild au-dessus d'un disque d'accrétion. Nous avons fait l'hypothèse que cette source était formée par l'accélération de particules à travers le choc terminal d'un jet provenant des régions centrales de la galaxie active. Si cette interprétation est plausible, au vue des observations Radio de flots collimatés dans les régions centrales des Seyferts (cf. chapitre I.5), elle semble également en accord avec les résultats de récentes simulations de jets magnétohydrodynamiques, comme celles obtenues par Ferreira (1997) ou Ouyed & Pudritz (1997). Ces derniers ont d'ailleurs mis en évidence l'apparition de chocs magnétohydrodynamiques provenant de la recollimation du jet sur lui-même et il n'est donc pas nécessaire de faire appel à la présence d'un milieu extérieur dans lequel le jet entrerait en collision pour former un choc. De plus, les chocs observés lors de ces simulations se produisent systématiquement à quelques dizaines de rayons de Schwarzschild au-dessus du disque (Ouyed & Pudritz 1997), résultat tout à fait en accord avec les ordres de grandeurs utilisés dans notre modèle de réillumination. Le choix de la géométrie de notre modèle semble donc cohérente avec les résultats des théories d'accrétion-éjection les plus récentes.

Je vais m'intéresser, dans ce chapitre, à l'accélération de particules à travers un choc en prenant en compte à la fois les processus de Fermi du premier et du second ordre ainsi que les processus de pertes radiatives, comme l'effet Compton ou l'effet Synchrotron. Je vais montrer

qu'il est possible de former une distribution de particules de la forme de celle supposée dans le modèle de réillumination et lors de l'ajustement des observations (chapitres II.1 et II.4), à savoir  $n(\gamma) \propto \gamma^{-s} \exp \left[ - \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{2\beta} \right]$ . Nous allons également voir que la création de paires peut jouer un rôle clef dans l'équilibre d'un tel système. J'applique enfin les différents résultats obtenus aux cas des galaxies de Seyfert et tente de dégager une image plus précise de ce que pourrait être la région centrale d'une telle galaxie.

## 6.1 Accélération par collision

Les concepts de base de l'accélération de particules par interaction sur des centres diffuseurs en mouvement ont été introduits pour la première fois par Fermi en 1949 (Fermi 1949). Considérons une particule d'énergie  $\epsilon$  et de quantité de mouvement  $\mathbf{p}^1$  entrant en collision avec un centre diffuseur de vitesse  $\mathbf{V}$  que l'on suppose bien inférieure à la vitesse de la lumière. Il est possible de connaître la variation de l'énergie de la particule lors du choc en appliquant les transformations de Lorentz entre les paramètres pré-collisionnels (d'indice 1) et post-collisionnels (d'indice 2) dans le référentiel du laboratoire et dans celui du centre diffuseur (notés avec des '), à savoir:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= \frac{\epsilon'_1 - \mathbf{p}'_1 \cdot \mathbf{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \quad , \quad \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{V} = \frac{\mathbf{p}'_1 \cdot \mathbf{V} - \epsilon'_1 V^2/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \\ \epsilon_2 &= \frac{\epsilon'_2 - \mathbf{p}'_2 \cdot \mathbf{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \quad , \quad \epsilon'_1 = \frac{\epsilon_1 + \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \end{aligned}$$

Si l'on suppose le choc élastique dans le référentiel du centre diffuseur, on a alors  $\epsilon'_1 = \epsilon'_2$  et  $\mathbf{p}'_1 \cdot \mathbf{V} = -\mathbf{p}'_2 \cdot \mathbf{V}$ . Combinant ces différentes équations, on peut facilement déduire la variation d'énergie de la particule dans le référentiel du laboratoire lors de chaque collision:

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1 &= \frac{2}{1 - V^2/c^2} \left( \frac{V^2}{c^2} \epsilon_1 + \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{V} \right) \\ &\simeq 2 \left( \frac{V^2}{c^2} \epsilon_1 + \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{V} \right) , \end{aligned} \quad (6.1)$$

cette dernière équation ne gardant que les termes d'ordre 2 en  $V/c$ . Dans le cas où la particule collisionne entre 2 centres diffuseurs s'approchant l'un de l'autre, le second terme du membre de droite de l'équation (6.1) domine à chaque collision<sup>2</sup>. Pour une particule relativiste (et c'est le cas qui nous intéressera par la suite),  $\epsilon \simeq pc$  et en moyenne  $\Delta p \simeq 2 \frac{\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{V}}{c}$ . Ce processus porte le nom de processus de Fermi du premier ordre car la variation d'énergie de la particule à chaque collision est proportionnelle à  $V/c$ . Dans la cas où la distribution des centres diffuseurs est isotrope, la moyenne angulaire du produit scalaire  $\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{V}$  est nulle et c'est le premier terme

1.  $\mathbf{p}$  est le vecteur de module  $p$

2. Si les vitesses respectives des centres diffuseurs sont notées  $\mathbf{V}_1$  et  $\mathbf{V}_2$ , la vitesse  $\mathbf{V}$  n'est autre que la vitesse relative  $\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2$ . Il n'y a donc gain d'énergie que si  $\mathbf{V}_1 \neq \mathbf{V}_2$ .

du membre de droite de l'équation (6.1) qui domine. Le gain en énergie de la particule est alors proportionnel au carré du rapport  $V/c$  et c'est pourquoi ce processus porte le nom de processus de Fermi du second ordre. Nous verrons dans la suite que le terme  $\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{V}$  intervient également dans le processus d'accélération à travers la diffusion des particules dans l'espace des énergies. C'est d'ailleurs cet aspect diffusif qui caractérise le processus de Fermi du second ordre.

## 6.2 Application à un plasma magnétisé

Un plasma magnétisé est souvent porteur d'instabilités susceptibles d'exciter différents types d'ondes selon le type de couplage de la force magnétique de Lorentz et de la force de pression du fluide. Les plus amplement excitées d'entre elles sont les ondes d'Alfvén qui sont uniquement dues à la force de tension magnétique. On peut alors montrer qu'il est possible pour des particules d'entrer en résonance avec ces ondes et de diffuser sur les perturbations magnétiques qu'elles produisent (Jokipii 1976; Lacombe 1977; Blandford & Eichler 1987). L'effet le plus rapide est connu sous le nom de diffusion de l'angle d'attaque (ou "pitch-angle" en anglais), l'angle d'attaque étant l'angle entre le champ magnétique et la quantité de mouvement  $\mathbf{p}$  de la particule. Cette diffusion est caractérisée par la fréquence  $\nu_s$  dont l'expression est donnée dans l'annexe C. C'est un paramètre fondamental de la microphysique des plasmas et il interviendra souvent dans mes calculs. D'un autre côté, le champ magnétique étant statique dans le référentiel de ces ondes, il n'y a pas de variation d'énergie de la particule et la diffusion peut y être considérée comme élastique. Il est alors possible d'appliquer le formalisme précédent en faisant jouer aux ondes d'Alfvén le rôle de centres diffuseurs, ces derniers se déplaçant à la vitesse d'Alfvén  $\|\mathbf{V}_A\| = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}$ . Nous allons de plus supposer que le plasma est porteur d'un spectre d'onde d'Alfvén en  $\omega^{-\nu_A}$  où, dans le cas de faibles perturbations magnétiques, le coefficient  $\nu_A$  est de l'ordre de l'unité ( $\nu_A = 3/2$  pour une turbulence de Kraishnan et  $\nu_A = 5/3$  pour une turbulence de Kolmogorov). Aucune des théories actuelles des turbulences d'onde d'Alfvén n'a d'ailleurs conduit à des indices  $\nu_A > 2$  et nous supposons dans la suite  $1 < \nu_A < 2$ .

### 6.2.1 Seuil d'accélération

L'étude de la microphysique des plasmas magnétisés montre qu'une particule entre en résonance avec un spectre d'onde d'Alfvén si son rayon de Larmor  $r_L$  est de l'ordre de grandeur d'une des longueurs d'ondes du spectre (Jokipii 1976; Lacombe 1977). Or, dans les plasmas ordinaires (qui sont ceux que nous utiliserons par la suite), la composante la plus massive est formée de protons non relativistes qui limitent le développement des ondes d'Alfvén à des longueurs d'ondes supérieures à  $V_A/\omega_{cp}$  où  $\omega_{cp}$  est la pulsation cyclotronique des protons

$\left(\omega_{cp} = \frac{qB}{m_p}\right)$ . Pour qu'il y ait résonance il faut donc que:

$$r_L = \frac{p}{|qB|} \geq \frac{m_p V_A}{|qB|} \text{ soit } p \geq m_p V_A \quad (6.2)$$

où  $p$  est la quantité de mouvement de la particule. Dans le cas d'un électron de vitesse  $v$ , cette condition de résonance impose une limite inférieure à son facteur de Lorentz  $\gamma$  puisqu'alors  $p = \gamma m_e v$  et l'équation (6.2) devient:

$$\gamma \geq \gamma_{min} = \frac{m_p V_A}{m_e v} \quad (6.3)$$

C'est donc une contrainte de résonance relativement sévère puisque  $\gamma_{min}$  peut facilement être de l'ordre de 10. Il est donc nécessaire que les électrons soient pré-accélérés pour pouvoir ensuite diffuser sur les ondes d'Alfvén. Plusieurs processus d'injection sont possibles comme le développement de champs électriques lors de reconnection magnétique, d'ondes magnéto-soniques ou de whistler (Ragot & Schlickeiser 1998a). Je ferai donc, par la suite, l'hypothèse que de tels processus existent au sein du plasma porteur de la turbulence d'Alfvén. Je suppose également que les temps caractéristiques associés à ces différents processus sont suffisamment courts, devant les autres échelles de temps du problème, pour pouvoir considérer leurs effets comme instantanés.

### 6.2.2 Processus de Fermi du premier ordre

Le processus d'accélération de Fermi du premier ordre a eu un important succès auprès des astrophysiciens car il permet, comme nous allons le voir, de former des distributions de particules en loi de puissance et les lois de puissances sont très généralement observées dans tous les domaines de l'astrophysique. Comme nous l'avons précédemment expliqué, ce processus met en jeu des centres diffuseurs se rapprochant les uns par rapport aux autres. On retrouve une telle situation dans le cas de choc à l'intérieur d'un flot de matière puisque la matière post-choquée va nécessairement moins vite que la matière en amont du choc. Si ce plasma est magnétisé, une turbulence d'onde d'Alfvén peut prendre naissance de part et d'autre du choc et, lorsque l'on se place dans l'un des référentiels lié au flot amont ou aval, il est facile de voir que les perturbations magnétiques se rapprochent les unes des autres. Les chocs sont donc des "terrains" de prédilection pour l'application du processus de Fermi du premier ordre. J'en décris ici les principaux aspects.

### Équation d'évolution de la distribution de particules accélérées

Nous allons supposer le choc infiniment plan ce qui revient à étudier le problème unidimensionnellement dans la direction  $x$  normale au choc. Nous caractérisons l'ensemble des particules entrant en résonance avec les ondes d'Alfvén par sa fonction de distribution  $f(p, x)$ <sup>1</sup>.

---

1. La quantité  $4\pi p^2 f(p, x) dp$  représente la densité de particules ayant une impulsion entre  $p$  et  $p + dp$ .

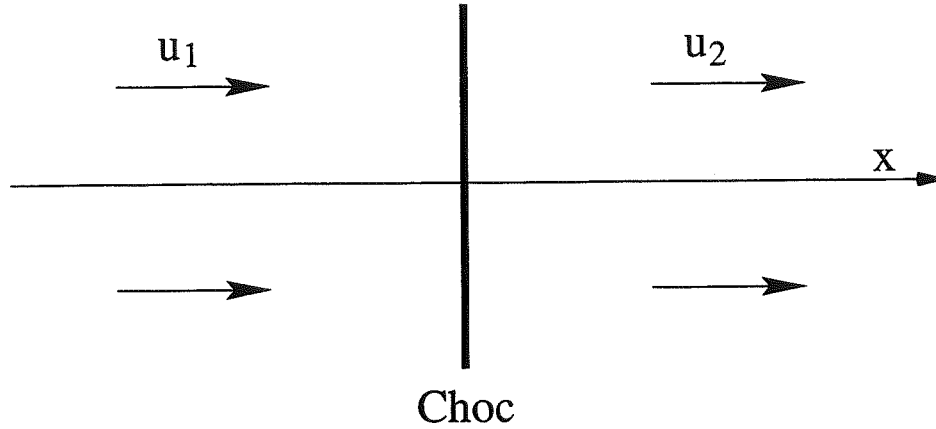


FIG. 6.1: Schéma simpliste d'un choc unidimensionnel

Pour des vitesses d'Alfvén bien inférieures à la vitesse de la lumière, les perturbations en énergie subies par les particules à chaque diffusion sont de faibles amplitudes (comme le montre l'équation (6.1)) et très fréquentes (la fréquence  $\nu_s$  est élevée) et il est alors possible d'utiliser le formalisme de Fokker-Planck pour obtenir l'équation d'évolution de la fonction de distribution. Je décris ce formalisme en annexe C et j'invite le lecteur à s'y référer pour de plus amples informations. Si je ne prends pas en compte le terme de diffusion en énergie associé au processus de Fermi du second ordre,  $f(p, x)$  doit vérifier l'équation suivante (cf. équation (C.17) en annexe):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{3} \frac{\partial u}{\partial x} p \frac{\partial f}{\partial p} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial b p^4 f}{\partial p} + \frac{\partial}{\partial x} D_{xx} \frac{\partial f}{\partial x} \quad (6.4)$$

où  $u$  est la vitesse du fluide. La signification des différents termes de cette équation est la suivante:

- le terme  $\frac{1}{3} \frac{\partial u}{\partial x} p \frac{\partial f}{\partial p}$  rend compte de l'accélération par le processus de Fermi du premier ordre. Comme je l'ai indiqué en introduction, ce dernier dépend nécessairement du gradient de vitesse du fluide et plus ce dernier est important plus le processus sera efficace.
- le terme  $\frac{1}{p^2} \frac{\partial b p^4 f}{\partial p}$  correspond aux processus de refroidissement radiatifs où le taux de pertes peut se mettre sous la forme  $\dot{p} \equiv b p^2$ . Les processus Compton Inverse et Synchrotron font parties de cette catégorie et c'est surtout au processus CI auquel je m'intéresserai par la suite.
- le terme  $\frac{\partial}{\partial x} D_{xx} \frac{\partial f}{\partial x}$  est un terme de diffusion spatiale lié à la diffusion des particules sur les ondes d'Alfvén. Le coefficient de diffusion spatiale  $D_{xx}$  dépend effectivement de la fréquence de diffusion angulaire  $\nu_s$ , par la relation  $D_{xx} \simeq \frac{1}{3} \frac{v^2}{\nu_s}$  (cf. équation (C.16)) où



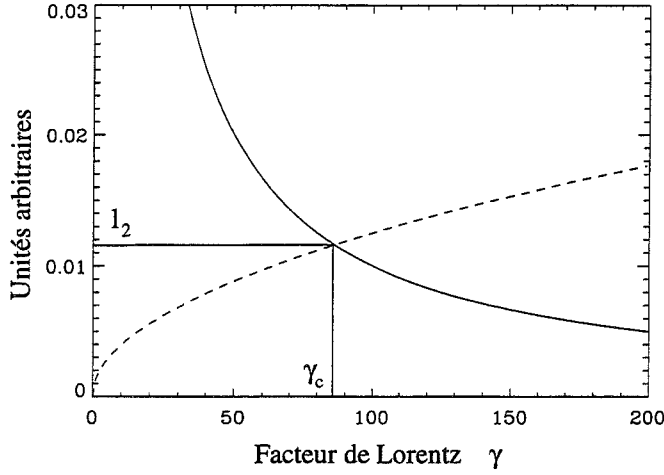


FIG. 6.2: Variations des longueurs de diffusion et de refroidissement en fonction du facteur de Lorentz. La longueur de refroidissement  $l_{cool}$ , tracée en continu, varie en  $\gamma^{-1}$  alors que la longueur de diffusion  $L_D$ , en pointillé, varie en  $\gamma^{2-\nu_A}$  avec  $1 \leq \nu_A \leq 2$ . Il existe donc une valeur  $\gamma_c$  pour laquelle  $l_D = l_{cool} = l_2$ . Les particules de  $\gamma \leq \gamma_c$  auront donc des pertes négligeables dans la région  $[0, l_2]$ .

$v$  est la vitesse de la particule  $\simeq c$ . Cette diffusion spatiale permet l'homogénéisation de la fonction de distribution.

On peut alors définir, pour chaque particule, une longueur de refroidissement  $l_{cool} \equiv \frac{u_2}{bp}$ , à partir de laquelle les pertes radiatives deviennent importantes, et une longueur de diffusion  $l_D \equiv \frac{D_{xx}}{u_2}$ , délimitant la région où la particule est accélérée. On voit que  $l_{cool}$  varie en  $\frac{1}{\gamma}$  alors que  $l_D$  se comporte comme  $\nu_s^{-1}$  et varie donc, pour un spectre d'onde d'Alfvén en  $\omega^{-\nu_A}$ , en  $\gamma^{2-\nu_A}$  (cf. équation (C.12) de l'annexe C). Le paramètre  $\nu_A$  étant compris entre 1 et 2,  $l_D$  est une fonction croissante de  $\gamma$ . Il existe donc, comme le montre schématiquement la figure 6.2, un facteur de Lorentz  $\gamma_c$  pour lequel  $l_{cool} = l_D = l_2$ . Pour les particules de facteur de Lorentz  $\gamma \leq \gamma_c$ , leur longueur de diffusion est inférieure à  $l_2$  mais également inférieure à leur longueur de refroidissement. Leurs pertes radiatives sont donc faibles face au processus d'accélération dans toute la région  $0 \leq x \leq l_2$ . Ces différentes remarques vont nous permettre d'introduire la fonction de répartition définie par:

$$F(\gamma) = \int_0^{l_2} dx \int_p^\infty f(p', x) 4\pi p'^2 dp' \quad (6.5)$$

et avec laquelle il nous sera plus simple de travailler par la suite. L'intégration de l'équation (6.4) sur les impulsions, de  $p$  à l'  $\infty$ , et sur les  $x$ , de 0 à  $l_2$ , permet de déduire l'équation d'évolution de  $F$ . Une première étape donne:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} + \left[ \int_p^\infty u 4\pi p'^2 f(p', x) dp' \right]_0^{l_2} &= \int_0^{l_2} \frac{\partial u}{\partial x} \int_p^\infty 4\pi p'^2 \left( 1 + \frac{p'}{3} \frac{\partial}{\partial p'} \right) f(p', x) dp' dx + \\ &- \left[ \int_p^\infty 4\pi p'^2 D_{xx} \frac{\partial f}{\partial x}(p', x) dp' \right]_0^{l_2} + \int_0^{l_2} dx \int_p^\infty 4\pi \frac{\partial b p'^4}{\partial p'} f(p', x) dp' \quad (6.6) \end{aligned}$$

où l'on se sert du fait que  $u \frac{\partial f}{\partial x} = uf - \frac{\partial u}{\partial x} f$ . Dans le cas d'un choc idéal (i.e. d'épaisseur nulle, cf. figure 6.1) situé en  $x = 0$ , la vitesse du fluide peut se mettre sous la forme:

$$u(x) = u_1 + (u_2 - u_1)\Theta(x) \text{ où } \Theta(x) = \begin{cases} 0 & \text{pour } x \leq 0 \\ 1 & \text{pour } x > 0 \end{cases} \quad (6.7)$$

et où  $u_1$  et  $u_2$  sont respectivement les vitesses en amont et en aval du choc. Par la suite les différents paramètres caractérisant le flot amont seront indicés par un 1 et par un 2 pour le flot aval. En remarquant enfin que:

$$\int_0^{l_2} 4\pi p^2 f(p, x) dx = -\frac{\partial F}{\partial p} \quad (6.8)$$

et en posant

$$Q_+ = \int_p^\infty \left( u_1 - D_{xx,1} \frac{\partial}{\partial x} \right) f(p', x) \Big|_0 4\pi p'^2 dp' \quad (6.9)$$

$$Q_- = \int_p^\infty \left( u_2 - D_{xx,2} \frac{\partial}{\partial x} \right) f(p', x) \Big|_{l_2} 4\pi p'^2 dp' \quad (6.10)$$

les taux de particules d'impulsion  $\geq p$  advectées et diffusées par le flot amont (gain) et le flot aval (perte), l'équation générale suivit par  $F(\gamma)$  prend la forme:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{4\pi}{3} (u_1 - u_2) p^3 f(p, 0) + b p^2 \frac{\partial F}{\partial p} + Q_+ - Q_- \quad (6.11)$$

Il faut faire, à ce point du raisonnement, une remarque importante. Après le choc, et tant que les refroidissements radiatifs sont négligeables, les particules sont simplement advectées par le plasma et diffusées spatialement sous le contrôle du coefficient de diffusion  $D_{xx,2}$ . Ces processus tendent donc à homogénéiser la fonction de distribution  $f(p, x)$  après le choc et l'on peut, en première approximation, la considérer comme constante et égale à sa valeur à l'endroit du choc, à savoir  $f(p, x > 0) \simeq f(p, 0)$ . C'est en fait rigoureusement le cas lorsque les pertes radiatives ne sont pas prises en compte puisque, dans le cas stationnaire,  $f(p, x)$  doit simplement vérifier:

$$u \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{3} \frac{\partial u}{\partial x} p \frac{\partial f}{\partial p} + \frac{\partial}{\partial x} D_{xx} \frac{\partial f}{\partial x}. \quad (6.12)$$

Comme en aval du choc la vitesse est constante et égale à  $u_2$ , la solution de cette équation est de la forme:

$$f(p, x) = f(p, +\infty) + [f(p, 0) - f(p, +\infty)] \exp \left[ \int_0^x \frac{u_2 dx}{D_{xx,2}} \right] \quad (6.13)$$

et la seule possibilité pour que  $f(p, x)$  ne diverge pas à l'infini est de prendre  $f(p, x) = f(p, 0)$  pour toute la région en aval du choc. Dans notre cas, cette hypothèse va nous permettre de relier le terme  $f(p, 0)$  à  $F(\gamma)$  à partir de l'équation (6.8):

$$-\frac{\partial F}{\partial p} = \int_0^{l_2} 4\pi p^2 f(p, x) dx \simeq l_2 4\pi p^2 f(p, 0). \quad (6.14)$$

D'après la définition de  $l_2$ , le temps d'accélération par le processus de Fermi du premier ordre<sup>1</sup> des particules de facteur de Lorentz  $\gamma_c$ ,  $\tau_{acc}^{1er}(\gamma_c)$ , est de l'ordre de:

$$\begin{aligned}\tau_{acc}^{1er}(\gamma_c) &\simeq \frac{l_2}{u_2} \\ &\simeq \frac{2D_{xx,2}(\gamma_c)}{u_2^2} \\ &\simeq \frac{1}{\nu_s(\gamma_c)} \frac{v^2}{u_2^2}.\end{aligned}\quad (6.15)$$

L'équation (6.6) peut donc se mettre finalement sous la forme:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = - \left( \frac{r-1}{3} \frac{\gamma}{\tau_{acc}^{1er}(\gamma_c)} - b\gamma^2 \right) \frac{\partial F}{\partial \gamma} + Q_+ - Q_- \quad (6.16)$$

où  $r = u_1/u_2$  est le rapport de compression du choc (cf. annexe D).

### Résolution approchée

Pour résoudre cette équation il faut en premier lieu exprimer les termes  $Q_+$  et  $Q_-$ . Dans cette section nous allons commencer par supposer que le terme d'injection de particules  $Q_+$  provenant du flot amont est négligeable, à haute énergie (i.e. pour  $\gamma$  de l'ordre de quelques unités), par rapport aux particules accélérées au sein même du choc. Cela revient, en fait, à négliger le temps que passent les particules dans le flot amont avant de retraverser le choc et à supposer la distribution de particules relativistes dominée par la distribution en aval  $f_2(p, x)$ . Dans l'hypothèse où, comme je l'ai indiqué précédemment, cette dernière est homogène pour  $\gamma \leq \gamma_c$  dans la région  $0 \leq x \leq l_2$ , il vient:

$$F \simeq l_2 \int_p^\infty 4\pi p'^2 f_2(p') dp' \quad (6.17)$$

et

$$Q_- \simeq u_2 \int_p^\infty 4\pi p'^2 f_2(p') dp' \quad (6.18)$$

soit

$$Q_- \simeq \frac{u_2}{l_2} F \simeq \frac{F}{\tau_{acc}^{1er}(\gamma_c)} \quad (6.19)$$

Posons maintenant le paramètre  $\chi$  suivant:

$$\chi \equiv b\gamma\tau_{acc}^{1er}(\gamma_c) \quad (6.20)$$

D'après la définition de  $\gamma_c$ ,  $\tau_{acc}^{1er}(\gamma_c)$  est égal au temps de refroidissement  $\tau_{cool}(\gamma_c) = \frac{1}{b\gamma_c}$  et le paramètre  $\chi$  peut alors se mettre sous la forme:

$$\chi = \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right). \quad (6.21)$$

---

1. qui correspond au temps moyen où la particule reste au voisinage du choc

On retrouve bien le fait que, pour  $\gamma > \gamma_c$ ,  $\chi > 1$  et les pertes radiatives dominant alors qu'elles deviennent négligeables face au processus d'accélération si  $\gamma < \gamma_c$ . Compte tenu des ces différentes remarques, l'équation (6.16) prend, dans le cas stationnaire, la forme suivante:

$$\left(\frac{r-1}{3} - \chi\right) \gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} F + F = 0. \quad (6.22)$$

Posons le changement de variable  $u = \frac{\gamma}{\gamma_c}$  et notons  $q = (r-1)/3$ . Pour  $u \leq q$  il vient:

$$\frac{\partial F}{F} = -\frac{du}{u(q-u)} \quad (6.23)$$

$$= -\frac{du}{q} \left[ \frac{1}{u} + \frac{1}{q-u} \right] \quad (6.24)$$

La résolution de cette dernière équation est immédiate et, en faisant réapparaître le rapport  $\frac{\gamma}{\gamma_c}$ , on obtient finalement:

$$F \propto \left(\frac{\gamma}{\gamma_c}\right)^{-\frac{1}{q}} \left(\frac{1}{q - \frac{\gamma}{\gamma_c}}\right)^{-\frac{1}{q}}. \quad (6.25)$$

Pour les valeurs de  $\gamma \ll \gamma_c$ , c'est à dire pour les particules où le refroidissement est négligeable, on trouve la forme bien connue d'une loi de puissance d'indice  $3/(r-1)$  (Bell 1978a; Blandford & Ostriker 1978). Dans le cas d'un plasma isotrope, la fonction de distribution intégrée spatialement sur toute la zone d'accélération  $[0, l_2]$ , notée  $n(\gamma)$ , est proportionnelle à  $-\frac{\partial F}{\partial \gamma}(\gamma)$ , et a donc un indice égal à  $(r+2)/(r-1)$ . C'est le résultat que l'on aurait obtenu si l'on avait omit les pertes radiatives ( $\chi = 0$ ) dans l'équation (6.22). La dernière équation (6.25) n'est d'ailleurs valable que si  $\frac{\gamma}{\gamma_c} \leq q$ . Pour  $\frac{\gamma}{\gamma_c} \geq q$ ,  $F$  doit nécessairement rester constante, égale à sa valeur à  $\frac{\gamma}{\gamma_c} = q$ . Or cette dernière, par continuité avec l'équation (6.25), est nulle. La prise en compte des refroidissements annule donc la fonction de distribution pour  $\gamma = q\gamma_c$ . Dans le cas d'un choc fort d'un fluide non relativiste, on a  $r = 4$  (cf. annexe D) donc  $q = 1$  et  $f(p, x)$  s'annule exactement en  $\gamma_c$  (cf. figure 6.3).

### 6.2.3 Prise en compte du processus de Fermi du second ordre

#### Taux d'accélération

Comme on l'a vu au début de ce chapitre, le gain en énergie par le processus de Fermi du second ordre est en  $\left(\frac{V_A}{c}\right)^2$  et l'on pourrait croire qu'il est beaucoup moins efficace que le processus du premier ordre pour accélérer les particules. Ce n'est pourtant pas le cas, comme nous allons le voir par la suite. En fait, le faible gain en énergie lors d'une interaction de ce type, est compensé par un grand nombre d'interactions et, globalement, le taux d'accélération d'une particule-par le processus du second ordre est de l'ordre de celui de premier ordre. Ce

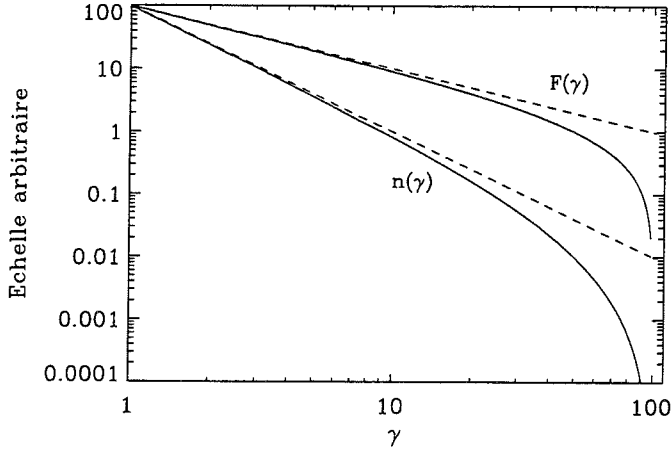


FIG. 6.3: Tracés des fonctions  $F(\gamma)$  et  $n(\gamma)$  pour un ensemble de particules accélérées par le processus de Fermi du premier ordre. Les droites en pointillés correspondent aux cas où les pertes radiatives sont nulles. Nous nous sommes placé dans le cas d'un choc fort dans un plasma non relativiste i.e.  $r = 4$ . Nous avons pris arbitrairement  $\gamma_c = 100$ .

second processus de Fermi rajoute à l'équation d'évolution de la fonction de distribution (6.4) un terme de diffusion dans l'espace des énergies (cf. annexe (C)):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{1}{3} \frac{\partial u}{\partial x} p \frac{\partial f}{\partial p} + \frac{1}{p^2} \frac{\partial b p^4 f}{\partial p} + \frac{\partial}{\partial x} D_{xx} \frac{\partial f}{\partial x} + \underbrace{\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial f}{\partial p}}_{2nd\ ordre} \quad (6.26)$$

Il est donc caractérisé par le coefficient de diffusion en énergie  $D_{pp}$  (cf. C.8 de l'annexe C) qui, d'après les principes de l'équation de Fokker-Planck, peut se mettre sous la forme:

$$D_{pp} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{\Delta \vec{p} \Delta \vec{p}}{\Delta t} \right\rangle. \quad (6.27)$$

Comme je l'ai indiqué au premier paragraphe de ce chapitre, cette diffusion est contrôlée par le terme  $\mathbf{p} \cdot \mathbf{V}_A$  de l'équation (6.1). En effet, si l'on ne garde que l'ordre le plus bas en  $V_A/c$ , ce coefficient peut s'écrire:

$$D_{pp} \simeq \frac{1}{2} \left\langle \frac{(\mathbf{p} \cdot \mathbf{V}_A)^2}{c^2 \Delta t} \right\rangle \quad (6.28)$$

où les  $\langle \rangle$  indiquent une moyenne angulaire sur les angles polaires de  $\mathbf{p}$  et  $\mathbf{V}_A$ . On peut alors montrer que (Jokipii 1976; Lacombe 1977):

$$D_{pp} \simeq p^2 \frac{V_A^2}{c^2} \nu_s \quad (6.29)$$

ce qui permet de facilement déduire le taux d'accélération du second ordre:

$$\tau_{acc}^{2nd} \simeq \frac{p^2}{D_{pp}} \simeq \frac{1}{\nu_s} \frac{c^2}{V_A^2}. \quad (6.30)$$

On voit donc que, pour des vitesses de flots en aval d'un choc de l'ordre de  $V_A$ ,  $\tau_{acc}^{2nd}(\gamma) \simeq \tau_{acc}^{1st}(\gamma)$ . Cette condition est vérifiée lorsque le champ magnétique est en équipartition avec

l'énergie cinétique du flot. Ce n'est pas obligatoirement le cas puisque la vitesse  $u_2$ , qui doit être obligatoirement inférieure à la vitesse magnéto-sonique rapide (cf. annexe D), peut rester super-Alfvénique. Nous allons voir que c'est cela qui limite l'action du processus du second ordre face au premier ordre au voisinage du choc.

### Résolution de l'équation d'évolution avec le processus du 2<sup>nd</sup> ordre

Nous savons que le processus du second ordre rajoute un terme de diffusion dans l'équation d'évolution de la fonction de distribution des particules. Ce terme va donc également apparaître dans l'équation d'évolution de la fonction de répartition. L'équation (6.6) se voit donc compléter du terme:

$$p^2 \int_0^{l_2} D_{pp} \frac{\partial f}{\partial p} dx \quad (6.31)$$

et, compte tenu de l'équation (6.8),  $F(\gamma)$  doit maintenant vérifier:

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{4\pi}{3} (u_1 - u_2) p^3 f(p, 0) + b p^2 \frac{\partial F}{\partial p} + Q_+ - Q_- + p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{1}{p^2} \frac{\partial F}{\partial p} \right) \quad (6.32)$$

Dans le voisinage du choc (i.e. pour  $0 \leq x \leq l_2$ ) on peut toujours négliger les pertes radiatives pour les particules de facteur de Lorentz  $\gamma \leq \gamma_c$ . On peut également penser que le brassage des particules est suffisamment important pour que l'accélération du second ordre soit homogène dans toute cette région. Ces hypothèses nous permettent donc de considérer de nouveau  $f(p, x)$  comme indépendant de  $x$  dans toute la région  $0 \leq x \leq l_2$ . L'équation (6.32) peut alors se mettre sous une forme analogue à l'équation (6.16), en rajoutant simplement le terme de diffusion du second ordre. De même, l'équation (6.19) s'applique toujours et, dans l'hypothèse où on néglige le terme d'injection  $Q_+$  à haute énergie,  $F(\gamma)$  doit finalement vérifier:

$$S \gamma^2 \frac{\partial^2}{\partial \gamma^2} F - \left( \frac{r-1}{3} + 2S - \chi \right) \gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} F - F = 0. \quad (6.33)$$

Je rappelle que cette équation n'est valable que dans la région  $0 \leq x \leq l_2$  et pour  $\gamma \leq \gamma_c$ . Le paramètre  $S$  est défini de la manière suivante:

$$S \equiv \frac{2D_{pp}\tau_{acc}^{1er}(\gamma_c)}{\gamma^2} \simeq \frac{\tau_{acc}^{1er}(\gamma_c)}{\tau_{acc}^{2nd}(\gamma)} \quad (6.34)$$

Compte tenu des équations (6.15) et (6.30) et du fait que la fréquence de diffusion de l'angle d'attaque  $\nu_s \propto \gamma^{\nu_A-2}$ ,  $S$  peut s'écrire également sous la forme:

$$S \simeq \left( \frac{V_A}{u_2} \right)^2 \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{\nu_A-2} \quad (6.35)$$

$$\simeq \left( \frac{rV_A}{u_1} \right)^2 \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{\nu_A-2} \quad (6.36)$$

avec  $r$  le rapport de compression. Posons  $\bar{\gamma} = \left( \frac{rV_A}{u_1} \right)^{\frac{2}{2-\nu_A}} \gamma_c$  et étudions la résolution de l'équation (6.33) pour différentes valeurs de  $\gamma$ .

♦ *Cas où  $\gamma < \bar{\gamma}$*

Il est nécessaire de résoudre l'équation (6.33) complète. Nous verrons cependant par la suite que, dans le cas des galaxies de Seyfert,  $\bar{\gamma}$  est de l'ordre de, voire inférieure à  $\gamma_{min}$  et donc ce cas n'a pas de répercussion importante à haute énergie. Je ne m'en occuperais pas par la suite.

♦ *Cas où  $\bar{\gamma} < \gamma < \gamma_c$*

Dans ce cas là, on peut négliger  $\chi$  et  $\mathcal{S}$  dans le 2<sup>ème</sup> coefficient de l'équation (6.33) ainsi que le terme en dérivée seconde. On retrouve alors l'équation (6.22) sans le terme de refroidissement. La solution pour  $F$  est donc une loi de puissance d'indice  $3/(r-1)$ . La fonction de distribution intégrée spatialement sur toute la zone d'accélération sera donc en loi de puissance d'indice  $(r+2)/(r-1)$ :

$$n(\gamma) = \int_0^{l_2} f(p, x) 4\pi p^2 dp = -\frac{\partial F}{\partial \gamma} \propto \gamma^{-\frac{r+2}{r-1}} \quad (6.37)$$

♦ *Cas où  $\gamma > \gamma_c$*

Pour  $\gamma \simeq \gamma_c$  l'équation (6.33) ne s'applique plus. On conçoit néanmoins que, puisque les refroidissements dominant, la fonction de distribution va chuter rapidement (on peut montrer que la chute est exponentielle). Le terme d'échappement  $Q_-$  de l'équation (6.32) devient donc négligeable à son tour. Pour  $\gamma \simeq \gamma_c$ , les accélérations du premier et du second ordre sont également négligeables dans coefficient de  $\frac{\partial F}{\partial p}$  et seul le terme en dérivée seconde va compenser les pertes. L'équation (6.32) se met donc sous la forme:

$$\mathcal{S}\gamma^2 \frac{\partial^2}{\partial \gamma^2} F + \chi\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} F = 0. \quad (6.38)$$

La solution de cette équation est simple et il vient:

$$n(\gamma) = -\frac{\partial F}{\partial \gamma} \propto \exp \left[ -\left( \frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{3-\nu_A} \right]. \quad (6.39)$$

avec

$$\gamma_0 = \gamma_c \left( \frac{\bar{\gamma}}{\gamma_c} \right)^{\frac{2-\nu_A}{3-\nu_A}} (3-\nu_A)^{\frac{1}{3-\nu_A}} \quad (6.40)$$

Nous verrons que, dans le cas des galaxies de Seyfert et pour  $\nu_A = 1.5$ , on trouve  $\gamma_0$  de l'ordre de  $\gamma_c$ . Ces différents cas montrent que, de manière générale, la fonction de distribution d'un ensemble de particules, accélérées à travers un choc par les processus de Fermi du 1<sup>er</sup> et du 2<sup>nd</sup> ordre et refroidit par des processus radiatifs type Compton Inverse ou Synchrotron, peut se mettre sous la forme (seul la partie  $\gamma > \bar{\gamma}$  nous intéresse):

$$n(\gamma) \propto \gamma^{-s'} \exp \left[ -\left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{2\beta} \right] \quad (6.41)$$

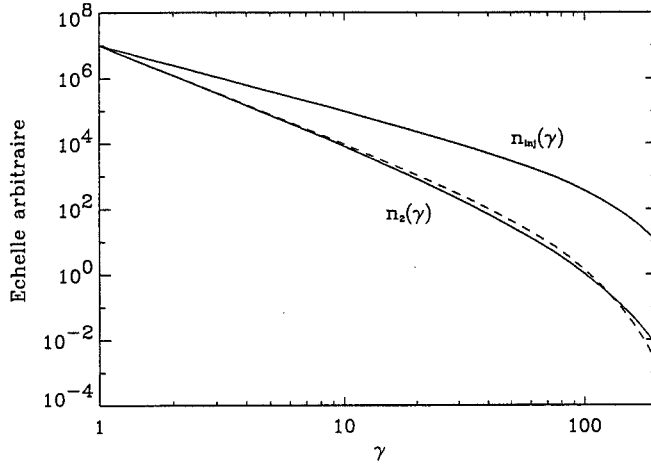


FIG. 6.4: Raidissement du spectre par pertes radiatives. J'ai reporté sur cette figure la distribution de particules  $n_{inj}(\gamma)$  injectées par le choc dans le flot aval ainsi que la distribution  $n_2$  dont l'expression est donnée par l'équation (6.44). J'ai également tracé en pointillé la fonction  $\gamma^{-(s'+1)} \exp \left[ -2 \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{2\beta} \right]$  qui donne un assez bon ajustement de  $n_2$ . J'ai pris arbitrairement  $\gamma_c = 100$  et  $\beta = 1$ .

avec  $s' = (r+2)/(r-1)$ . On peut également remarquer que la prise en compte du processus de Fermi du second ordre élève l'équation différentielle que doit suivre  $F(\gamma)$  de 1 degré par rapport au cas où le second ordre est négligeable. Cela se traduit par une coupure exponentielle de la fonction de distribution aux alentours de  $\gamma_c$  et non plus par une coupure brutale comme celle que l'on obtient avec l'équation (6.25).

#### 6.2.4 Pertes radiatives à l'extérieur de la source et raidissement du spectre

Les particules accélérées par le choc vont ensuite s'échapper en aval de celui-ci. A l'extérieur de la zone d'accélération, c'est-à-dire pour les valeurs de  $x \geq l_2$ , les pertes radiatives dominent et la fonction de distribution  $n_{inj}(\gamma)$  injectée par le choc va donc se refroidir. D'après l'équation (6.41), cette fonction de distribution peut se mettre sous la forme:

$$n_{inj}(\gamma) \propto \gamma^{-s'} \exp \left[ - \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{2\beta} \right]. \quad (6.42)$$

Si seuls les refroidissements interviennent pour  $x \geq l_2$ , l'équation de continuité intégrée spatialement que doit suivre la fonction de distribution aval  $n_2(\gamma)$ , s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial \gamma} b \gamma^2 n_2(\gamma) = n_{inj}(\gamma) \quad (6.43)$$

Cette équation s'intègre facilement et donne:

$$n_2(\gamma) \propto \frac{\gamma_c^{1-s'}}{2\beta\gamma^2} \Gamma \left( \frac{1-s'}{2\beta}, \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{2\beta} \right) \quad (6.44)$$

où les fonctions  $\Gamma(a, z)$  sont définies par:

$$\Gamma(a, z) = \int_z^\infty x^{a-1} \exp(-x) dx \quad (6.45)$$



J'ai reporté cette courbe sur la figure 6.4. On peut l'approcher facilement par la courbe  $\gamma^{-(s'+1)} \exp \left[ -2 \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{2\beta} \right]$ . On voit donc que les pertes radiatives infléchissent la loi de puissance créée par le choc en augmentant l'indice spectral d'une unité tout en conservant la coupure exponentielle aux alentours de  $\gamma_c$ .

### 6.2.5 En résumé

Nous avons étudié, dans cette section, l'évolution d'une distribution de particules lorsque ces dernières sont accélérées à travers un choc par les processus de Fermi du premier et du second ordre et refroidies par des processus radiatifs tels l'effet Compton Inverse ou l'effet Synchrotron. Ces travaux ont fait apparaître 2 paramètres fondamentaux:

- la longueur  $l_2$ , qui est la longueur de diffusion la plus grande que peut parcourir une particule avant que les pertes radiatives ne dominent les processus d'accélération
- le facteur de Lorentz  $\gamma_c$ , pour lequel le temps d'accélération est identique au temps de refroidissement

Ces 2 paramètres sont reliés par l'égalité  $l_2 = l_D(\gamma_c) = l_{\text{cool}}(\gamma_c)$ . Ainsi, lorsque l'on se situe à proximité du choc ( $0 \leq x \leq l_2$ ), le brassage des particules est suffisamment important et le refroidissement suffisamment négligeable, pour que l'on puisse faire l'hypothèse que la fonction de distribution des particules est homogène. Ce ne sera plus le cas pour  $x \geq l_2$ . L'équilibre entre processus d'accélération et refroidissement permet alors de remonter à la fonction de distribution des particules formée par le choc. On trouve que:

- lorsque l'on néglige le processus du second ordre, la fonction de distribution  $n(\gamma)$  est en loi de puissance d'indice  $s' = (r+2)/(r-1)$  pour  $\gamma \ll \gamma_c$ . Dans le cas d'un choc fort dans un plasma non relativiste  $r = 4$  donc  $s' = 2$ . Elle s'annule pour  $\gamma$  aux alentours de  $\gamma_c$
- le second ordre permet d'adoucir la coupure de la fonction de distribution puisque  $n(\gamma)$  peut alors se mettre sous la forme:

$$n(\gamma) \propto \gamma^{-s'} \exp \left[ - \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{2\beta} \right] \quad (6.46)$$

L'indice  $s'$  à la même valeur que précédemment,  $\gamma'_c \simeq \gamma_c$  et  $\beta = 3 - \nu_A$  avec  $\nu_A$  l'indice du spectre d'ondes d'Alfvén. Ce paramètre est malheureusement très peu contraint même si on le suppose généralement compris entre 1 et 2.

- A l'extérieur de la zone d'accélération, les pertes radiatives dominent. La fonction de distribution garde la forme de l'équation (6.46) mais l'indice spectral de la loi de puissance a augmenté d'une unité et vaut  $s = (2r+1)/(r-1)$ .

## 6.3 Effet de la création de paires sur la formation du choc

### 6.3.1 Présentation du problème

Nous allons étudier dans cette partie les modifications apportées à la structure du choc si l'énergie d'une partie des particules relativistes est suffisante pour créer des paires. Il est en effet possible que des paires électrons-positrons se forment au cours d'interactions photons-photons, pour autant que les photons d'énergie  $\epsilon > mc^2$  interagissent avec des photons d'énergie  $(m_e c^2)^2/\epsilon$ , la production de paires exigeant la condition  $\epsilon_1 \epsilon_2 > (m_e c^2)^2$ . Il est donc nécessaire qu'il y ait des photons d'énergie supérieure à  $m_e c^2$ . Or, dans notre modèle, les photons de haute énergie sont produits par diffusion Compton Inverse des photons mous incidents sur les particules relativistes. La condition  $\epsilon > mc^2$  impose donc qu'il existe des particules de facteur de Lorentz supérieur au facteur de Lorentz seuil:

$$\gamma_{\text{seuil}} \simeq \left( \frac{3m_e c^2}{4\epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (6.47)$$

où  $\epsilon_s$  est l'énergie moyenne des photons mous<sup>1</sup>. Il faut finalement que la profondeur optique du processus de création de paires  $\tau_{\gamma\gamma}$  soit suffisamment grande pour que la création de paires soit non négligeable. Nous allons ici faire l'hypothèse que ces 2 conditions sont satisfaites au sein même du choc. De plus, comme précédemment, nous allons supposer l'existence de processus "pré-accélérateur" qui accélèrent de manière quasi instantanée les particules au-dessus du facteur de Lorentz  $\gamma_{\text{min}}$ . L'annihilation des paires, maximale lorsque les paires sont froides (i.e. pour un facteur de Lorentz  $\simeq 1$ ), aura donc du mal à contrebalancer leur création et le nombre de particules relativistes va augmenter au niveau du choc, et de part et d'autre de celui-ci puisque les photons qui leur donnent naissance peuvent se propager sans contrainte. L'augmentation de pression associée à cette création de particules relativistes peut alors être suffisante pour faire disparaître la discontinuité magnétohydrodynamique qui crée le choc. Enfin, pour simplifier l'étude du problème, nous allons négliger, dans cette section, le processus d'accélération de Fermi du second ordre. En tout état de cause, ce dernier doit effectivement augmenter la pression des particules relativistes en leur fournissant de l'énergie. Les contraintes que nous allons obtenir, par la suite, sur la création de paires nécessaire pour tuer le choc seront donc surestimées par rapport au cas général où ce processus est pris en compte.

---

1. Cette relation découle directement des propriétés du processus Compton Inverse, puisque un électron de facteur de Lorentz  $\gamma$  va former, par processus Compton Inverse sur un photon d'énergie  $\epsilon_s$ , un photon d'énergie  $\epsilon \simeq 4/3\gamma^2\epsilon_s$  (cf. annexe B)

### 6.3.2 Équation d'évolution de la pression de particules relativiste

La pression des particules relativistes s'exprime en fonction de la fonction de distribution  $f(p, x)$  de la manière suivante:

$$P_{\text{rel}} = \int 4\pi p^2 \frac{pc}{3} f(p, x) dp \quad (6.48)$$

Donc, si l'on multiplie l'équation (6.26) par  $4\pi p^3 c/3$ , qu'on l'intègre sur  $p$  et que l'on néglige le second ordre, il vient:

$$u \frac{\partial P_{\text{rel}}}{\partial x} + \frac{4}{3} P_{\text{rel}} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \kappa \frac{\partial}{\partial x} P_{\text{rel}} + Q_{\text{rel}} + \dot{P}_{\pm}. \quad (6.49)$$

Dans cette équation,  $Q_{\text{rel}}$  correspond au taux de baisse de pression dû aux pertes radiatives,  $\dot{P}_{\pm}$  comprend à la fois le taux de pertes par annihilation, et le taux de gains par création, de la pression de paires et

$$\kappa = \frac{\int 4\pi p^2 \frac{pc}{3} D_{xx}(p) f(p, x) dp}{\int 4\pi p^2 f(p, x) dp}. \quad (6.50)$$

Nous allons nous placer dans le cas où les pertes radiatives sont négligeables i.e.  $Q_{\text{rel}} = 0$ . C'est une hypothèse relativement raisonnable puisque la majorité des particules relativistes ont un facteur de Lorentz  $\gamma < \gamma_c$  et subissent donc de faibles pertes radiatives à proximité du choc. D'un autre côté, puisque l'on suppose l'existence de processus "pré-accélérateur", les particules sont suffisamment énergétiques ( $\gamma \geq \gamma_{\text{min}}$ ) pour négliger également l'annihilation. La création de paires est alors simplement compensée par le flux de matière en aval du choc.

### 6.3.3 Modification du profil en vitesse du choc

Il est possible de déduire l'équation différentielle que doit vérifier la vitesse  $u$  du fluide à travers le choc à partir de l'équation (6.49). Il faut pour cela faire appel à l'équation du mouvement du fluide, à savoir:

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial P_{\text{tot}}}{\partial x} = 0. \quad (6.51)$$

Dans cette équation,  $P_{\text{tot}}$  représente la pression totale du fluide c'est à dire la somme de la pression des particules thermiques et de celle des particules relativistes. Si l'on suppose un écoulement stationnaire l'équation précédente aboutit simplement à:

$$\rho u^2 + P_{\text{tot}} = \mathcal{C} \quad (6.52)$$

où  $\mathcal{C}$  est une constante. D'autre part, si l'on suppose que toute la masse du fluide se trouve sous forme de protons (i.e.  $\rho = n_p m_p$ ), l'hypothèse de stationnarité impose également, à travers l'équation de conservation de la masse, la constance du produit  $\rho u$ . Comme très loin en amont du choc, la création de paires est négligeable nous trouvons donc  $\mathcal{C} = \rho_1 u_1^2$  et  $\rho u = \rho_1 u_1$ . Nous allons maintenant supposer que la pression des particules relativistes domine

la pression totale du fluide i.e.  $P_{\text{tot}} \simeq P_{\text{rel}}$ . Nous verrons qu'il est effectivement possible que, dans le cadre de notre modèle, ce cas s'applique pour les galaxies de Seyfert. On peut alors relier directement, à partir de l'équation (6.52),  $P_{\text{rel}}$  à  $u$  par la formule:

$$P_{\text{rel}} = \rho u_1 (u_1 - u). \quad (6.53)$$

Dans le cas où l'on néglige les refroidissements radiatifs et l'annihilation des paires, l'équation (6.49) peut finalement se mettre sous la forme:

$$\frac{4}{3} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{x}} - \frac{7}{3} \tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial^2}{\partial \tilde{x}^2} \tilde{u} = \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left( \frac{4}{3} \tilde{u} - \frac{7}{6} \tilde{u}^2 + \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{x}} \right) = A \quad (6.54)$$

où l'on a posé

$$\tilde{u} = \frac{u}{u_1} \quad (6.55)$$

$$\tilde{x} = \frac{x}{l_\kappa} \quad (6.56)$$

$$l_\kappa = \frac{D}{u_1} \quad (6.57)$$

$$A = \frac{\dot{P}_\pm l_\kappa}{\rho u_1^3}. \quad (6.58)$$

Il est raisonnable de penser que, si il y a effectivement création de paires, ces dernières vont plutôt être produites à proximité du choc. Pour des distances  $x$  bien supérieures à la taille du choc, la densité de photons émis diminue grossièrement en  $x^{-2}$  et la création de paires va donc fortement baisser. On va donc considérer que la création de paires est non nulle pour  $\tilde{x} \leq L$  avec  $L$  de l'ordre de  $R$ . L'intégration de l'équation (6.54) pour  $\tilde{x} \leq L$  donne alors l'équation suivante:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \tilde{x}} = \frac{7}{6} (1 - \tilde{u}) \left( \frac{1}{7} - \tilde{u} \right) + A \tilde{x} + AL \quad (6.59)$$

D'après l'expression de  $A$ , le produit  $AL$  peut s'interpréter comme le rapport du flux de paires créées sur le flux d'énergie mécanique du jet. On peut tout de suite remarquer que lorsque la création de paires est négligeable (i.e.  $A = 0$ ) on retrouve l'équation différentielle que vérifie  $u$  au travers d'un choc dominé par les particules relativistes et dont la solution est (Drury *et al.* 1982):

$$\tilde{u}^*(x) = \frac{4}{7} - \frac{3}{7} \tanh \left[ \frac{2}{7} \int_{x_0}^x \frac{dx'}{D(x')} \right] \quad (6.60)$$

On résout alors l'équation (6.59) avec les conditions aux limites suivantes:

$$\tilde{u}(-L) = \tilde{u}^*(-L) \quad (6.61)$$

$$\tilde{u}(L) = \tilde{u}^*(L) \quad (6.62)$$

$$(6.63)$$

et

$$\left. \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \tilde{x}^2} \right|_{\tilde{x}=0} = 0. \quad (6.64)$$

Cette dernière condition impose que le point d'inflexion que  $\tilde{u}$  doit nécessairement franchir pour passer de sa valeur amont  $\tilde{u}_1$  à sa valeur aval  $\tilde{u}_2$ , se situe en  $\tilde{x} = 0$ . On peut facilement vérifier que, lorsqu'il n'y a pas de création de paires (i.e.  $A = 0$ ), ce point d'inflexion se produit effectivement en  $\tilde{x} = 0$ . La condition (6.64) impose donc que le choc reste à l'origine du référentiel afin que les limites d'intégration (6.61) et (6.62) soient cohérentes. L'équation (6.64) est en fait un polynôme du 3<sup>ème</sup> degré en  $u$ :

$$\left. \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial \tilde{x}^2} \right|_{\tilde{x}=0} = P(\tilde{u}) = 49\tilde{u}^3 - 84\tilde{u}^2 + (39 + 42AL)\tilde{u} - 24AL + 18A - 4 \quad (6.65)$$

qui, dans le cas où la création de paires est nulle, a 3 solutions réelles dont une seule est comprise entre 1 et  $\frac{1}{7}$  et correspond à la vitesse du fluide au niveau du choc,  $\tilde{u}_{\text{choc}} = \frac{4}{7}$ . Lorsque  $A \neq 0$  la situation est différente et il est possible que, suivant les valeurs de  $A$  et  $L$ , il n'y ait plus de point d'inflexion possible au niveau du choc, c'est-à-dire que  $P(u) = 0$  passe brusquement de 3 solutions réelles à une seule solution. Cette situation limite se produit lorsque:

$$P(u) = 0 \quad (6.66)$$

et

$$P'(u) = 0 \quad (6.67)$$

en gardant les conditions évidentes  $A \geq 0$  et  $L \geq 0$ . On trouve alors que la condition nécessaire pour que ces 2 équations soient vérifiées est:

$$AL|_{\text{lim}} = \frac{3}{14} - \frac{1}{14}(63A)^{2/3} \text{ avec } A \leq \frac{3^{3/2}}{63}. \quad (6.68)$$

Il n'y a donc de point d'inflexion en  $\tilde{x} = 0$  que si:

$$0 \leq AL \leq AL|_{\text{lim}} \leq \frac{3}{14} \quad (6.69)$$

Dans le cas contraire, le gradient de vitesse va s'inverser au niveau du choc et le processus d'accélération va s'arrêter. J'ai reporté sur la figure 6.5 les différents cas possibles en fonction des valeurs du produit  $AL$ .

### 6.3.4 En conclusion

Tous les résultats précédents ont été obtenus en supposant que la pression des particules relativistes domine la pression de la composante thermique du plasma. Nous verrons que,

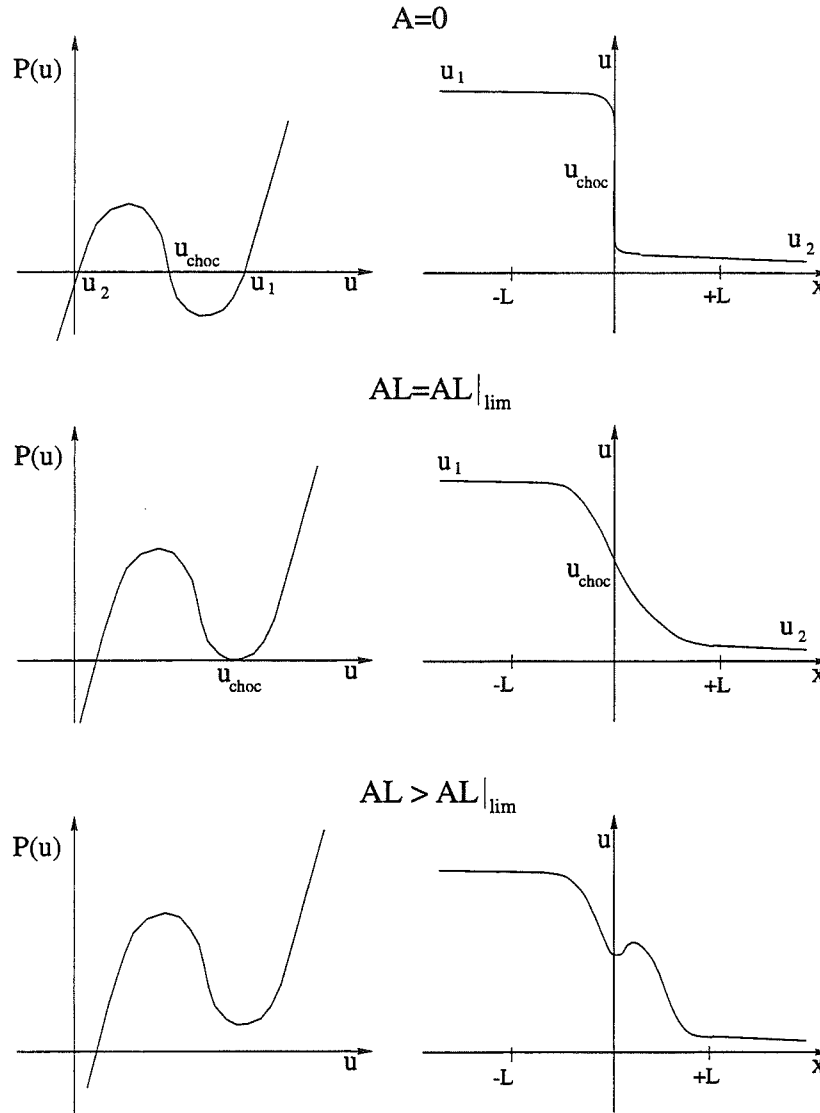


FIG. 6.5: Profil en vitesse du choc pour différentes valeurs du flux d'énergie de paires. Lorsque  $AL > AL_{lim}$  la pente du profil de vitesse devient positive en  $\tilde{x}=0$  et le choc ne peut plus accélérer de particules

dans le cadre de notre modèle, cette hypothèse nous permet d'expliquer les indices spectraux  $\alpha_X$  plus petit que 1. On peut également faire 2 remarques intéressantes, à propos de ce travail:

1. l'équation (6.69) montre qu'un flux d'énergie en paires de l'ordre de 20% du flux d'énergie cinétique du jet est suffisant pour faire disparaître le choc. Lorsque cette limite est franchie, les particules ne sont plus accélérées et elles diffusent en aval du choc. La densité de paires décroît également jusqu'à repasser en dessous de la limite fixée par  $AL_{lim}$  et le processus d'accélération peut reprendre. Ce processus perturbatif peut donc donner naissance à une forte variabilité de l'émission du choc.
2. nous avons négligé le processus de Fermi du second ordre alors qu'il peut également

participer à l'accélération des particules. Prendre en compte ce processus, c'est donc prendre en compte un terme d'accélération supplémentaire, donc favoriser la création de paires et donc déstabiliser plus facilement le choc.

## 6.4 Application aux galaxies de Seyfert

Je vais, dans cette partie, appliquer les résultats précédents au modèle d'illumination des galaxies de Seyfert présenté au chapitre II.1. Ce modèle suppose l'existence d'un choc à une hauteur  $Z$  au dessus d'un disque d'accrétion et, d'après les résultats précédents, ce choc peut effectivement donner naissance à une distribution de particules de la forme:

$$n(\gamma) \propto \gamma^{-s} \exp \left[ - \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{2\beta} \right]. \quad (6.70)$$

comme nous en avons fait l'hypothèse. Nous allons voir dans cette partie si il est possible de contraindre les valeurs des paramètres  $s$ ,  $\beta$  et  $\gamma_c$ . Ce travail va également me permettre de donner une idée plus quantitative de ce que pourrait être le coeur d'une galaxie de Seyfert, dans l'hypothèse, bien sûr, où notre modèle s'applique.

### 6.4.1 Densité du jet et champ magnétique

L'observation de la loi de puissance observée dans les Seyferts est limitée, au dessous du keV, par l'absorption due à l'hydrogène interstellaire et par l'excès X mou présent dans la plupart de ces objets (cf chapitre 3.3). Si l'on suppose un spectre de photons mous piquant à 10 eV, cela donne donc une limite supérieure au facteur de Lorentz minimal des particules pour produire, par Compton Inverse, des photons d'énergie inférieure au keV. On trouve, d'après la formule (B.13) de l'annexe B, la condition suivante:

$$\gamma_{min} \leq 10. \quad (6.71)$$

Cette limite se répercute alors sur le seuil d'accélération minimal que les particules doivent franchir pour diffuser sur les ondes d'Alfvén (cf. équation (6.3)), et donne une limite supérieure à la vitesse d'Alfvén:

$$\frac{V_A}{c} \simeq 7 \frac{B}{\sqrt{n_p}} \leq \frac{1}{200} \quad (6.72)$$

où  $n_p$  est la densité en protons du jet en  $\text{cm}^{-3}$  et  $B$  est l'intensité du champ magnétique en Gauss. Notons, comme précédemment,  $u_1$  la vitesse du jet en amont du choc. Dans l'hypothèse où l'énergie cinétique du jet est entièrement rayonnée dans le choc,  $n_p$  permet de remonter à la luminosité bolométrique du Noyau Actif:

$$L_{rad} \simeq \frac{\pi R^2 n_p m_p u_1^3}{2}. \quad (6.73)$$

où  $R$  est la taille transverse du jet. Pour des valeurs caractéristiques de luminosités bolométriques,  $L_{rad} \simeq 10^{43} \text{ erg.s}^{-1}$ , et de masses de trous noirs centraux,  $M \simeq 10^7 M_\odot$ , observées dans les galaxies de Seyfert (Lipovetsky *et al.* 1988; Padovani *et al.* 1990), les équations (6.72) et (6.73) permettent de contraindre les valeurs de  $n_p$  et de  $B$ , à savoir:

$$n_p \simeq 1.6 \cdot 10^{11} \left( \frac{L_{rad}}{10^{43} \text{ erg.s}^{-1}} \right) \left( \frac{R}{10 R_s} \right)^{-2} \left( \frac{M}{10^7 M_\odot} \right)^{-2} \left( \frac{u_1}{0.1c} \right)^{-3} \text{ cm}^{-3} \quad (6.74)$$

$$B \leq 300 \left( \frac{n_p}{1.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} G \quad (6.75)$$

avec  $R_s$  le rayon de Schwarzschild.

Il est intéressant de noter que la valeur de quelques centaines de Gauss du champ magnétique est grossièrement en accord avec celle obtenue par la condition d'équipartition entre la densité d'énergie magnétique et la densité de rayonnement. En effet, l'équipartition s'écrit:

$$\frac{B_{eq}^2}{8\pi} \simeq \frac{L_{rad}}{4\pi Z^2 c} \quad (6.76)$$

ce qui, à l'aide de l'équation (6.73) donne:

$$B_{eq} \simeq 400 \left( \frac{L_{rad}}{10^{43} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{1/2} \left( \frac{R}{10 R_s} \right)^{-1} \left( \frac{Z}{2R} \right) \left( \frac{M}{10^7 M_\odot} \right)^{-1} G. \quad (6.77)$$

Ces différentes équations permettent donc de dégager une image assez cohérente du modèle: un jet d'une largeur de  $10 R_s \simeq 10^{13} \text{ cm}$ , une densité  $n_p \simeq 1.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et possédant une vitesse  $u_1 \simeq 0.1c$  est stoppé par un choc à une hauteur  $Z \simeq 2R$  au dessus du disque d'accrétion. Ses valeurs sont raisonnables au vue des observations puisque:

- une taille de  $10^{13} \text{ cm}$  est en accord avec les variabilités X de quelques centaines de secondes observées dans les Seyferts (Mushotzky *et al.* 1993; Ulrich *et al.* 1997)
- la densité du jet doit bien sûr être inférieure à celle du disque qui est de l'ordre de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (Shakura & Sunyaev 1973). Une valeur de  $1.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  est tout à fait en accord avec les prédictions des modèles de jets pour  $Z \simeq 2R$  (Ferreira 1997)
- il est raisonnable d'avoir une vitesse du jet  $u_1 \simeq 0.1c$  qui est de l'ordre de la vitesse képlerienne d'un disque à  $10 R_s$ , i.e.  $u_k \simeq c/5$

Il n'y a bien sur aucune contrainte directe sur le rapport  $Z/R$  mais on peut remarquer que la valeur  $Z \simeq 2R$  qui permet de satisfaire les équations (6.75) et (6.77) correspond à celle prévue par le modèle d'illumination anisotrope pour satisfaire aux contraintes d'indice spectral  $\simeq 0.9$  et de coupure haute énergie  $\simeq 100 \text{ keV}$  (cf. chapitre 1). Enfin, pour une vitesse de jet  $u_1 \simeq c/10$ , une vitesse d'Alfvén  $V_A \simeq c/200$ , le paramètre  $\bar{\gamma}$  intervenant dans la partie 6.2.3 est, dans le meilleur des cas (i.e. pour un facteur de compression  $r = 7$ ), de l'ordre du centième de  $\gamma_c$  pour  $\nu_A = 1.5$ . Pour  $\gamma_c$  de l'ordre de 100 on trouve bien  $\bar{\gamma} \leq \gamma_{min}$ .



### 6.4.2 Indice spectral

L'indice spectral  $s$  de la distribution de particules dépend du rapport de compression  $r$  par la formule:

$$s = \frac{3}{r-1} + 2 = \frac{2r+1}{r-1}. \quad (6.78)$$

La valeur de  $r$  dépend de la nature des particules dont la pression domine au niveau du choc. Si le flot est dominé par la pression des particules thermiques,  $r$  est compris entre 1 et 4 et atteint la valeur de 4 dans le cas d'un choc fort, i.e. dans le cas où la vitesse amont est bien supérieure à la vitesse d'Alfvén. Si c'est la pression des particules relativistes qui domine, alors  $r$  est compris entre 1 et 7 (cf. annexe D). Mais, dans ce cas là, la structure du choc peut être suffisamment modifiée pour que les différentes formules reliant l'indice spectral de la fonction de distribution des particules au rapport de compression ne soient plus obligatoirement vérifiées (Pelletier & Roland 1986, 1988).

#### ♦ Cas d'un choc fort

Dans ce cas là,  $r$  est nécessairement supérieur à 4 et sa valeur exacte dépend du rapport  $\theta = \frac{P_{th}}{P_{rel}}$  de la pression thermique sur la pression relativiste. Pelletier & Roland (1988) ont montré que les expressions usuelles entre  $s$  et  $r$  sont valables tant que  $\theta \geq 0.1$  et que  $u_1$  est supérieure à 4 ou 5 fois  $V_A$ . Cette dernière condition est tout à fait dans le cadre de notre modèle puisque l'on estime  $u_1 \simeq 0.1c$  et  $V_A \simeq 0.01c$ . Nous allons supposer que la première est également vérifiée. Le rapport de compression prend alors la forme (Pelletier & Roland

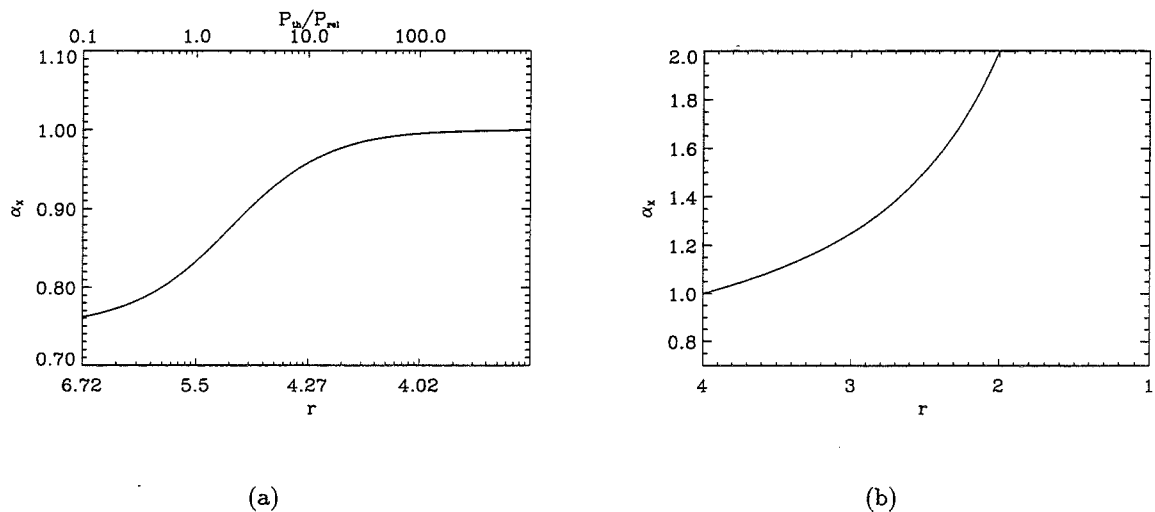


FIG. 6.6: Distribution de l'indice spectral  $\alpha_X$  en fonction du rapport de compression  $r$  dans le cas d'un choc fort (courbe a) ou faible (courbe b).

1988):

$$r \simeq \frac{7 + 4\theta}{1 + \theta}. \quad (6.79)$$

qui, pour  $\theta \geq 0.1$  est nécessairement compris entre 4 et  $74/11 \simeq 6.7$ . La courbe donnant  $\alpha_X$  en fonction de  $r$  où  $\theta$  est tracé sur la figure 6.6a. On voit qu'il est possible d'expliquer des indices spectraux inférieurs à 1 si la pression relativiste est non négligeable devant la pression thermique du plasma. La valeur moyenne  $\alpha_x \simeq 0.9$  observée pour les galaxies de Seyfert (Nandra & Pounds 1994) montre que, dans le cadre de notre modèle, la pression des particules relativistes est de l'ordre de la pression thermique. Les valeurs de  $\alpha_X$  inférieures à  $\simeq 0.7$  nécessitent par contre que le choc soit dominé par la pression relativiste mais le traitement du choc est alors plus délicat et sort du cadre théorique étudié ici.

#### ♦ Cas d'un choc faible

Lorsque le choc est faible, c'est à dire lorsque la vitesse du jet  $u_1$  est de l'ordre de la vitesse d'Alfvén,  $\alpha_X$  devient plus grand que 1. La fonction de distribution en particules a donc un indice spectral  $s$  supérieur à 2 et la pression des particules relativistes va être dominée par les particules de facteur de Lorentz de l'ordre de  $\gamma_{min}$  (alors que ce sont les particules de haute énergie qui domine la pression pour  $s \leq 2$ ). La pression relativiste pourra donc difficilement dominer la pression thermique. Le rapport de compression n'est donc plus contrôlé par  $\theta$  et peut donc descendre au dessous de 4. La courbe donnant  $\alpha_X$  en fonction de  $r$  dans ce cas là est tracé sur la figure 6.6b. Il est donc possible d'atteindre des valeurs assez grandes pour  $\alpha_X$ . Le fait que de tels indices ne soient pas observés dans les galaxies de Seyfert semble montrer que le choc ne doit pas être trop faible et donc que  $u_1 > V_A$ .

Je tiens également à remarquer que le second ordre peut aussi modifier la valeur de l'indice spectral, suivant la valeur du paramètre  $\bar{\gamma}$ . C'est un travail actuellement en cours.

### 6.4.3 Coupure haute énergie

Le facteur de Lorentz de coupure  $\gamma_c$  de la distribution de particules s'obtient en équilibrant le temps d'accélération au temps de refroidissement. Dans le cas d'un refroidissement radiatif par pertes Compton Inverse, le taux de refroidissement d'un électron de facteur de Lorentz  $\gamma$  est de l'ordre de (cf. équation (B.12) de l'annexe B):

$$\dot{\gamma} \simeq \frac{\gamma}{\tau_{cool}} \simeq \frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_T c W_{ph} \quad (6.80)$$

où  $W_{ph}$  est la densité d'énergie des photons incidents. On peut facilement exprimer cette densité en fonction de  $L_{rad}$  et  $Z$  et il vient:

$$\tau_{cool} \simeq \frac{2\pi Z^2 m_e c^2}{\gamma \sigma_T L_{rad}} \quad (6.81)$$

$$\simeq \frac{4000}{\gamma} \left( \frac{L}{10^{43} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{Z}{2R} \right)^2 \left( \frac{R}{10 R_s} \right)^2 \left( \frac{M}{10^7 M_\odot} \right)^2 \text{ sec} \quad (6.82)$$

D'un autre côté, on a vu que le temps d'accélération d'une particule ultrarelativiste par le processus de Fermi du premier ordre est de l'ordre de:

$$\tau_{acc} \simeq \frac{1}{\nu_s} \left( \frac{u_2}{c} \right)^{-2}. \quad (6.83)$$

Or  $\nu_s$  peut s'écrire, à un coefficient de l'ordre de l'unité près, de la façon suivante (cf. équation (C.12) de l'annexe C):

$$\nu_s \simeq \eta_{turb} \frac{c}{l_0} \left( \frac{r_L}{l_0} \right)^{\nu_A - 2} \quad (6.84)$$

où  $\eta_{turb}$  est le niveau de turbulence i.e.  $\eta_{turb} = \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{B^2} \ll 1$ ,  $r_L$  est le rayon de Larmor de la particule  $\left( r_L = \frac{\gamma m_e c}{qB} \right)$ ,  $\nu_A$  l'indice du spectre d'ondes d'Alfvén et  $l_0$  la plus grande longueur d'onde du spectre. Compte tenu de ces différentes remarques, l'équation précédente peut s'écrire sous la forme:

$$\nu_s \simeq 4 \cdot 10^8 (510^{13})^{1-\nu_A} \frac{\eta_{turb}}{0.01} \left( \frac{l_0}{10 R_s} \right)^{1-\nu_A} \left( \frac{M}{10^7 M_\odot} \right)^{1-\nu_A} \left( \frac{B}{400 \text{ G}} \right)^{2-\nu_A} \gamma^{\nu_A - 2} \text{sec}^{-1}. \quad (6.85)$$

Ce paramètre dépend donc fortement de l'indice  $\nu_A$ . L'égalité entre  $\tau_{cool}$  et  $\tau_{acc}$  permet donc de remonter à  $\gamma_c$ . Compte tenu des équations (6.82), (6.83) et (6.85), il vient:

$$\gamma_c \simeq \left[ (9 \cdot 10^{12})^{1-\nu_A} \frac{3 \cdot 10^9}{r^2} \frac{\eta_{turb}}{0.01} \left( \frac{l_0}{10 R_s} \right)^{1-\nu_A} \left( \frac{B}{400 \text{ G}} \right)^{2-\nu_A} \left( \frac{M}{10^7 M_\odot} \right)^{3-\nu_A} \left( \frac{Z}{2R} \right)^2 \right. \\ \left. \times \left( \frac{R}{10 R_s} \right)^2 \left( \frac{L}{10^{43} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{u_1}{0.1c} \right)^2 \right]^{\frac{1}{3-\nu_A}} \quad (6.86)$$

Cette expression montre une forte dépendance de  $\gamma_c$  avec  $\nu_A$ . C'est un résultat qu'il faut cependant prendre avec précaution car la valeur de  $\nu_A$  dépend d'autres paramètres qui peuvent s'ajuster pour laisser  $\gamma_c$  constant. Par exemple, nous avons vu au chapitre II.1 que, pour une taille de source X donnée, la valeur de  $\gamma_c$  est assez contrainte par l'indice spectral de la fonction de distribution de particules relativistes, ces mêmes particules qui excitent les ondes d'Alfvén pour construire un spectre en  $\omega^{-\nu_A}$ . C'est donc un problème fortement non-linéaire. Or la valeur  $\gamma_c \simeq 100$  (qui permet d'ajuster la coupure observée aux alentours de 100 keV) s'obtient pour  $\nu_A \simeq 1.5$ , valeur raisonnable d'indice de spectres d'ondes d'Alfvén. Cela suggère bien que, dans le cadre de notre modèle, des processus d'autorégulations du spectre d'ondes d'Alfvén sont effectivement présents au coeur des Seyferts.

#### 6.4.4 Création de paires et raie d'annihilation

##### La densité de paires

Nous avons vu que les processus de Fermi du premier et du second ordre permettent d'injecter en aval du choc une fonction de distribution en particules de la forme (cf. section

6.2.3):

$$n_{inj}(\gamma) = n_0 \gamma^{-s'} \exp \left[ - \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right)^{2\beta'} \right] \quad (6.87)$$

Si  $\gamma_c$  est assez grand, certaines particules sont suffisamment énergétiques pour produire par Compton Inverse des photons susceptibles de s'annihiler avec les photons mous incidents et former des paires. Il faut pour cela que leur facteur de Lorentz soit supérieur au seuil de création de paires  $\gamma_{seuil}$  qui est de l'ordre de  $\left( \frac{3m_e c^2}{4\epsilon_s} \right)^{1/2}$  pour des photons incidents d'énergie  $\simeq \epsilon_s$ . Pour estimer le taux de création de paires il faut donc en premier lieu estimer le taux de photons produit par CI au dessus du seuil par la distribution  $n_{inj}(\gamma)$  injectée par le choc. Comme d'après les observations  $s'$  est supérieur à 1, nous allons, pour simplifier, supposer que la création de paires est due principalement aux particules de facteur de Lorentz égal à  $\gamma_{seuil}$ . Les photons créés par CI auront donc une énergie de l'ordre de  $m_e c^2$ . En approximant, comme dans le chapitre 1, la section efficace de diffusion Compton par un Dirac:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \sigma_T \delta(\epsilon - \frac{4}{3} \gamma^2 \epsilon_s) \quad (6.88)$$

le taux de création de photons d'énergie  $\epsilon \simeq m_e c^2$  par unité de surface du choc est alors égal à:

$$\dot{n}_{ph}^s(m_e c^2) = u_2 \int n_s n(\gamma) c \frac{d\sigma}{d\epsilon} d\gamma \quad (6.89)$$

$$= \frac{\sqrt{3}}{4} \left( \frac{\epsilon_s}{m_e c^2} \right)^{-1/2} \int_{\gamma_{seuil}}^{\infty} n_{inj}(\gamma) d\gamma \quad (6.90)$$

la dernière équation provenant de l'équation de continuité (6.43) et reliant  $n(\gamma)$  à  $n_{inj}(\gamma)$ :

$$n(\gamma) = \frac{3m_e c^2}{4c\sigma_T n_s \epsilon_s \gamma^2} \int_{\gamma}^{\infty} n_{inj}(\gamma) d\gamma. \quad (6.91)$$

On peut alors estimer la profondeur optique du processus de création de paires:

$$\tau_{\gamma\gamma}(m_e c^2) \simeq n_{ph}(m_e c^2) R \sigma_T \quad (6.92)$$

$$\simeq \frac{\dot{n}_{ph}^s(m_e c^2)}{c} R \sigma_T. \quad (6.93)$$

Cette dernière équation suppose en fait que  $\tau_{\gamma\gamma}$  est petit et donc que les photons créés sont faiblement absorbés dans la région du choc. On peut vérifier cette hypothèse puisque, compte tenu des équations (6.87) et (6.90), la profondeur optique  $\tau_{\gamma\gamma}$  peut s'écrire (Zdziarski & Lightman 1985):

$$\tau_{\gamma\gamma} \simeq \frac{\sqrt{3}}{4} \frac{u_2}{c} \left( \frac{\epsilon_s}{m_e c^2} \right)^{-1/2} R \sigma_T n_0 \gamma_c^{1-s'} \Gamma \left( \frac{1-s'}{2\beta'}, \left( \frac{\gamma_{seuil}}{\gamma_c} \right)^{2\beta'} \right) \quad (6.94)$$

On peut estimer le coefficient de normalisation  $n_0$  de la fonction de distribution en fonction de la densité totale  $n_{rel}$  de particules relativistes dans la source:

$$n_{rel} = n_0 \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} n_{inj}(\gamma) d\gamma \quad (6.95)$$

$$\simeq n_0 \gamma_{min}^{1-s'} \quad (6.96)$$

pour des valeurs de  $s'$  supérieures à 1. On obtient finalement

$$\tau_{\gamma\gamma} \simeq 1.5 \gamma_c^{1-s'} \Gamma \left( \frac{1-s'}{2\beta'}, \left( \frac{\gamma_{seuil}}{\gamma_c} \right)^{2\beta'} \right) \quad (6.97)$$

$$\times \left( \frac{R}{10 R_s} \right) \left( \frac{M}{10^7 M_\odot} \right) \left( \frac{\gamma_{min}}{10} \right)^{s'-1} \left( \frac{r}{5} \right)^{-1} \left( \frac{u_1}{0.1c} \right) \quad (6.98)$$

$$\times \left( \frac{n_{rel}}{n_p/40} \right) \left( \frac{n_p}{1.6 \cdot 10^{11} cm^{-3}} \right) \left( \frac{\epsilon_s}{2 \cdot 10^{-5} m_e c^2} \right) \quad (6.99)$$

Puisque  $\gamma_c$  dépend de l'indice du spectre d'onde d'Alfvén  $\nu_A$  (cf. équation (6.86)),  $\tau_{\gamma\gamma}$  en dépend également mais les mêmes remarques faites sur  $\gamma_c$  s'appliquent également pour  $\tau_{\gamma\gamma}$ . Pour  $\nu_A \simeq 1.5$ ,  $s' = 2$  et  $\gamma_{seuil} = 200$ ,  $\tau_{\gamma\gamma}$  est de l'ordre de  $10^{-2}$  ce qui justifie l'approximation de l'équation (6.93). Compte tenu de cette remarque, le taux de création de paires par unité de surface peut se mettre sous la forme:

$$\dot{n}_\pm^s \simeq \dot{n}_{ph}^s(1) \tau_{\gamma\gamma}(1) \quad (6.100)$$

$$\simeq \tau_{\gamma\gamma}(1)^2 \frac{c}{R\sigma_T}. \quad (6.101)$$

soit

$$\dot{n}_\pm \simeq 1000 n_{rel} u_2 \gamma_c^{2-2s'} \Gamma \left( \frac{1-s'}{2\beta'}, \left( \frac{\gamma_{seuil}}{\gamma_c} \right)^{2\beta'} \right)^2 \quad (6.102)$$

$$\times \left( \frac{R}{10 R_s} \right) \left( \frac{M}{10^7 M_\odot} \right) \left( \frac{\gamma_{min}}{10} \right)^{2s'-2} \left( \frac{r}{5} \right)^{-1} \left( \frac{u_1}{0.1c} \right) \quad (6.103)$$

$$\times \left( \frac{n_{rel}}{n_p} \right) \left( \frac{n_p}{1.6 \cdot 10^{11} cm^{-3}} \right) \left( \frac{\epsilon_s}{2 \cdot 10^{-5} m_e c^2} \right)^2 \quad (6.104)$$

On trouve un flux de paires créées bien plus faible que le flux de particules relativistes puisque  $\dot{n}_\pm \simeq 10^{-2} n_{rel} u_2$  pour  $\nu_A \simeq 1.5$ .

On peut également estimer, dans le cadre de notre modèle, la densité  $n_{rel}$  des particules relativistes au niveau du choc. Le nombre de particules relativistes est donné par l'équation (1.63) du chapitre II.1. On en déduit, dans l'approximation d'une géométrie sphérique, la densité correspondante:

$$n_{rel} = \frac{3N}{4\pi R^3} \quad (6.105)$$

$$\simeq \frac{3Z^2\xi}{2R^3\sigma_T\langle\gamma^2\rangle} \quad (6.106)$$

Puisque l'indice spectral de l'émission X des Seyferts,  $\alpha_X$ , est de l'ordre de 1, l'indice de la distribution en particule doit être de l'ordre de 3 et l'on peut donc approcher  $\langle \gamma^2 \rangle$  par  $\gamma_{min}^2$ . On trouve alors que:

$$n_{rel} \simeq \frac{n_p}{40} \left( \frac{L_{rad}}{10^{43} \text{ erg.s}^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{Z}{2R} \right)^2 \left( \frac{R}{10R_s} \right) \left( \frac{M}{10^7 M_\odot} \right) \left( \frac{u_1}{0.1c} \right)^3 \left( \frac{\gamma_{min}}{10} \right)^{-2}. \quad (6.107)$$

Cette dernière équation, combinée à l'équation (6.104) montre que le flux de paires créées est également négligeable devant le flux d'énergie cinétique du jet. Au vue des résultats de la section 6.3, la création de paires prédite par notre modèle semble donc insuffisante pour tuer le jet et ne permet pas d'expliquer, de ce fait, la variabilité rapide de l'émission X des Seyferts.

### La raie d'annihilation

Nous avons vu que la création de paires est négligeable au sein même du choc. On peut donc trouver une borne supérieure à la luminosité de la raie d'annihilation prédite par notre modèle en se plaçant dans le cas limite où le plasma de particules non-thermiques est un plasma de paires. Dans l'hypothèse où les particules s'annihilent préférentiellement à basse énergie (i.e.  $\gamma \simeq 1$ ) la luminosité de la raie d'annihilation peut s'écrire:

$$L_{ann} \simeq 2n_{rel}m_e c^2 \pi R^2 u_2. \quad (6.108)$$

Utilisant l'équation (6.73) il vient:

$$L_{ann} \simeq 0.2 L_{rad} \frac{u_2}{u_1} \frac{n_{rel}}{n_p} \left( \frac{\gamma_{min}}{10} \right)^{-1} \quad (6.109)$$

soit, compte tenu de l'équation (6.107)

$$L_{ann} \simeq \frac{L_{rad}}{200} \quad (6.110)$$

la dernière équation étant calculée pour un choc fort où  $u_2/u_1 = 1/4$  (la cas  $u_2/u_1 = 1/7$  est encore plus défavorable). On est donc bien en accord avec les contraintes imposées par OSSE.

## 6.5 Conclusion générale

Nous avons montré, dans un premier temps, qu'il était possible de former une distribution de particules de la forme:

$$n(\gamma) \propto \gamma^{-s} \exp \left[ - \left( \frac{\gamma}{\gamma_c} \right) \right] \quad (6.111)$$

en accélérant une population de particules leptoniques par les processus de Fermi du premier et du second ordre tout en les refroidissant par Compton Inverse sur un champ de photons

“froids” extérieur. Une deuxième étape nous a permis de voir que la création de paires à l’intérieur même du choc peut rapidement devenir assez importante pour tuer le choc et donc stopper le processus d’accélération. Il est cependant possible que, après que les paires ce soient échappées, le choc se reforme et réaccélère de nouveau des particules. On obtient ainsi un processus fortement variable. Dans la dernière partie de ce chapitre, je me suis intéressé à l’application de ces différents résultats aux galaxies de Seyfert. On a pu voir apparaître une image plus qualitative de ce que serait, dans le cadre de notre modèle, le noyau actif de tels objets: un jet d’une largeur de  $10R_s \simeq 10^{13}$  cm, une densité  $n_p \simeq 1.6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  et possédant une vitesse  $u_1 \simeq 0.1c$  serait stoppé par un choc à une hauteur  $Z \simeq 2R$  au dessus du disque d’accrétion. Enfin, il est possible d’obtenir des valeurs raisonnables de l’indice spectral  $s$  et de la coupure haute énergie  $\gamma_c$  de la fonction de distribution des particules, en accord avec les résultats observationnels, si:

- la pression des particules relativistes peut dominer la pression de la composante thermique du jet.
- l’indice du spectre d’onde d’Alfvén s’ajuste assez précisément aux alentours de 1.5.

Pour le dernier point néanmoins, la formation d’une turbulence d’ondes d’Alfvén est suffisamment non-linéaire pour qu’un processus d’auto-régulation fixe  $\nu_A$  à une valeur adéquate. Pour conclure, les derniers calculs (section 6.4.4) ont montré que, dans le cadre de notre modèle, la présence de paires est inutile pour obtenir le spectre X des galaxies de Seyfert. Si néanmoins il y a des paires, leur densité est assez faible pour que l’on reste en accord avec les contraintes sur la raie d’annihilation imposées par OSSE. Par contre, le fait que la création de paires soit, si elle existe, très faible ne permet pas d’expliquer (comme nous le pensions) la forte variabilité de l’émission X des Seyferts, par destruction du choc. Cette variabilité peut cependant s’expliquer par des instabilités de la formation même du choc, lors de la recollimation du jet sur lui-même. C’est donc une nouvelle piste à exploiter.

addcontentsline{lofpart}{Partie III}

**Troisième partie**

**Un peu d'observation**



# Chapitre 1

## A la recherche de microvariabilités optiques

En parallèle à mes travaux théoriques, j'ai pu participer à 2 campagnes d'observations d'une semaine chacune, dans chacun des 2 observatoires astronomiques mexicain, San Pedro Martir et Cananea. Le but de ses observations était de rechercher des microvariabilités photométriques optiques (dans la bande I à  $0.9 \mu\text{m}$ ) à l'échelle de la minute, dans un échantillon d'une vingtaine de galaxies de Seyfert. En effet, si, comme nous le supposons, le mécanisme d'émission haute énergie des galaxies de Seyfert est d'origine non-thermique, la population de particules ultrarelativistes responsable du rayonnement X peut également, par rayonnement synchrotron, émettre dans le domaine des fréquences optiques. L'émission X étant fortement variable, on attend aussi une rapide variation du flux optique. L'amplitude de ces variations doit, par contre, être beaucoup plus faible, à cause de la dilution par l'émission de la galaxie hôte. Comme le proche Infrarouge est principalement dominé par l'émission de poussières et le Visible-proche Ultraviolet par le "Big Blue Bump", la bande I apporte le meilleur compromis pour faciliter ces mesures.

Ce travail observationnel complète les différents travaux théoriques développés dans la partie précédente. J'en présente ici les principaux résultats en commençant par un rapide tour d'horizon de ceux déjà effectués dans ce domaine. Ce travail a donné lieu à une publication (Petrucci *et al.* 1998) dans la revue européenne *Astronomy & Astrophysics*, et notée ici P98. Elle est imprimée à la suite de ce chapitre et le lecteur pourra s'y référer pour avoir de plus amples informations.

### 1.1 Tour d'horizon observationnel et théorique

Nous avons vu au chapitre I.3 que les Noyaux actifs de galaxies sont, pour la grande majorité, rapidement variables en X (Mushotzky *et al.* 1993; Ulrich *et al.* 1997). Mais, malgré le nombre croissant de travaux tentant d'expliquer ce phénomène, on ne sait toujours pas quelle en est exactement l'origine. Ces observations nous permettent de fixer des contraintes géométriques sur la taille des régions émettrices et, quand des observations simultanées à d'autres

longueurs d'onde sont possibles, sur les distances et les positions de chacune de ses régions entre elles. Il en est de même pour les variabilités optiques à ceci près que, contrairement à l'émission X, l'émission optique des NAGs n'est pas limitée à leurs régions centrales. La dilution due à l'émission, évidemment non-variable, de la galaxie hôte limite l'amplitude des variations à quelques pourcents, d'où le terme de microvariabilité. Historiquement, il existe un nombre assez important de publications sur ce sujet et la première détection d'une microvariabilité fut rapportée par Matthews & Sandage en 1963 pour le quasar 3C48, avec une variation de 0.04 magnitude en 15 minutes. Depuis, un nombre de plus en plus important d'objets a été observé et l'apparition des caméras CCD et des méthodes de photométrie différentielle a permis des précisions de mesures jusqu'alors inégalées.

Il ressort de ces différents travaux une différence très nette entre les NAGs forts émetteurs Radio (comme les Blazars et les BL Lac) et les faibles émetteurs Radio (comme les Quasars et les Seyferts). Les premiers sont effectivement, en majorité, microvariables (Carini *et al.* 1991; Miller *et al.* 1992; Wagner 1992; Doroshenko *et al.* 1992) alors qu'aucune conclusion claire ne semble possible concernant les seconds. Cette différence peut provenir de la nature transitoire de ces microvariabilités. L'observation, par exemple, de la galaxie de Seyfert NGC 4151 par Lawrence *et al.* en 1981, n'a donné aucun signe de microvariabilité sur des échelles de temps qui allaient de 10 secondes à la semaine, alors que cinq ans plus tard, la même galaxie montrait des variations d'une amplitude relative de 10% en 15-20 minutes (Lyutyi *et al.* 1989). Il en est de même pour la galaxie de Seyfert NGC 7469 qui semble variable lors de l'observation faite par Aslanov *et al.* en 1989, variabilité confirmée par Dultzin-Hacyan *et al.* en 1992 mais infirmée un an plus tard (Dultzin-Hacyan *et al.* 1993). Des études plus complètes ont été menées, à l'aide de caméras électroniques, sur de plus grands échantillons de NAGs faibles émetteurs Radio (seulement des Quasars, Gopal-Krishna *et al.* 1993, 1995; Rabbette *et al.* 1998) voire sur des échantillons comparatifs forts/faibles émetteurs Radio (Jang & Miller 1995, 1997) et aucune détection claire de microvariabilités ne ressort de ces travaux. Enfin, il est également possible que le processus à l'origine de ces fluctuations soit intrinsèquement moins puissant dans les NAGs faibles émetteur Radio, limitant toute détection systématique de microvariabilités.

On peut également obtenir un grand nombre d'information de campagnes d'observation multi-longueurs d'onde et la seule réalisée dans le but de détecter des microvariabilités corrélées optique-X, le fut par Done *et al.* (1990) sur la galaxie de Seyfert NGC 4051. Cette galaxie est effectivement connue pour être extrêmement variable en X sur des échelles de temps de l'ordre de la centaine de secondes (Lawrence *et al.* 1985; McHardy 1988). Ce fut également le cas lors de cette campagne d'observation mais aucune microvariabilité optique ne fut détectée avec une précision de l'ordre du pourcent (cf. figure 1.1). Si l'on s'en tient à ces résultats, le même processus ne peut être à l'origine de l'émission X et de la totalité de l'émission optique. C'est d'ailleurs un résultat auquel on pouvait s'attendre puisque les observations optique semblent indiquer la présence, dans ce domaine de longueurs d'onde, d'une forte composante thermique due à l'émission d'un plasma froid (le BBB cf. chapitre I.2). Il est possible, par contre, qu'une

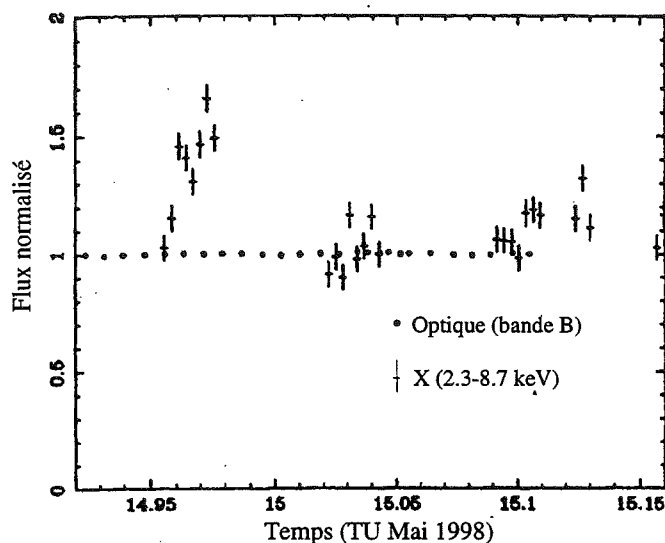


FIG. 1.1: Observation simultanée optique-X de la galaxie de Seyfert NGC 4051. L'émission X varie d'un facteur 2 alors que l'émission optique reste constante aux précisions des observations près qui sont de l'ordre du pourcent (Done et al. 1990)

partie seulement du rayonnement observée en optique est une origine non-thermique et il est alors nécessaire de descendre au dessous du pourcent de précision pour la détecter.

Du point de vue théorique, il n'y a pas, à l'heure actuelle, de consensus général sur l'origine de ces microvariabilités. On s'est rapidement aperçu qu'elles étaient facilement détectables dans les Blazars et les BL Lacs, 2 familles de NAGs possédant des jets à grande échelles. Il semble par contre beaucoup plus difficile de les observer dans les Quasars et les Seyfert, qui eux ne possèdent pas de tels jets (en tout cas par sur de telles échelles de distances). Cela a donc naturellement mené certains modèles à associer la présence de microvariabilités à la présence de jets, les microvariabilités provenant de la propagation de chocs au sein même du flot relativiste (Qian *et al.* 1991; Gopal-Krishna & Wiita 1992). Dans le cas des Quasars et des Seyferts, certains modèles suggèrent l'existence d'instabilités au sein même du disque d'accrétion (Wiita *et al.* 1992; Chakrabarti & Wiita 1993; Mangalam & Wiita 1993). Enfin, comme je l'ai souligné au début de ce chapitre, il est également possible que l'émission optique variable provienne du rayonnement synchrotron des particules relativistes responsables de l'émission X et c'est plutôt dans cette direction que nous allons travailler. De plus, si des observations assez complètes ont été menées sur des échantillons de Quasars, aucune ne s'est intéressée de près aux cas des galaxies de Seyfert et je présente par la suite le résultat de ces travaux.

## 1.2 Observations et Traitement de données

### 1.2.1 L'échantillon

Mes observations ont porté sur l'étude de 22 galaxies de Seyfert dont les caractéristiques ont été reportées dans le tableau 1.1. Elles ont principalement été sélectionnées sur leur

TAB. 1.1: Caractéristiques générales des galaxies de l'échantillon observé. Les coordonnées et magnitudes proviennent du catalogue Véron-Cetty & Véron (Veron-Cetty & Veron 1989)

Nom	Ascension	Déclinaison droite (1950)	z (1950)	$m_V$	Temps d'exposition (secondes)	Durée totale de l'obs. (heures)	Filtre
Mrk 543	23 59 52.9	+03 04 26	0.026	14.7	150	3.5	I
Mrk 335	00 03 45.1	+19 55 27	0.025	13.9	60	2.8	I
Mrk 359	01 24 50.1	+18 55 07	0.017	14.2	120	3.5	I
Mrk 590	02 12 00.5	-00 59 57	0.027	13.8	90	3.9	I
Mrk 1044	02 27 38.2	-09 13 11	0.016	14.3	100	4.2	I
NGC 1019	02 35 52.33	+01 41 32.1	0.024	14.9	150	2.5	I
Mrk 372	02 46 30.9	+19 05 54	0.031	14.8	200	4.5	I
IRAS 04448-0513	04 44 52.2	-05 13 33	0.044	14.6	200	3.3	I
1H 0510+031	05 10 03.0	+03 08 13	0.016	14.8	260	3.6	I
ARK 120	05 13 38.0	-00 12 17	0.033	13.9	60	3.6	I
MCG+08-11-11	05 51 09.60	+46 25 50.9	0.020	14.6	90	4	I
Mrk 376	07 10 36.13	+45 47 06.3	0.056	14.6	150	3.5	I
Mrk 9	07 32 42.4	+58 52 56	0.039	14.4	200	4.7	I
PG 0844+349	08 44 33.93	+34 56 08.6	0.064	14.	120	3.3	I
NGC 4051	12 00 36.3	+44 48 34	0.002	12.9	40	0.5	I
					60	1	I
NGC 4151	12 08 01.055	+39 41 01.82	0.003	11.8	8	0.3	I
Mrk 1383	14 26 33.7	+01 30 27	0.086	14.9	120	2	I
Mrk 684	14 28 53.1	+28 30 29	0.046	14.7	300	2.5	I
Mrk 478	14 40 04.59	+35 39 07.6	0.077	14.6	210	2.3	I, J
Mrk 1392	15 03 25.9	+03 53 59	0.036	14.3	300	3.3	I, J
Mrk 1098	15 27 37.9	+30 39 23	0.035	14.9	300	3.3	I, J
IRAS 15438+2715	15 43 52.6	+27 15 49	0.031	14.6	300	3.3	I

magnitude visuelle ( $m_V \leq 15$ ) afin de réduire le temps d'intégration, et sur le nombre d'étoiles de comparaison dans le champ de la caméra CCD. On peut remarquer que 3 galaxies ont été observées simultanément dans les bandes I et J (à  $1.25\mu\text{m}$ ). Mais nous verrons que les résultats obtenus dans la bande J ne sont pas de suffisamment bonne qualité pour que l'on en déduise des informations précises.

### 1.2.2 Traitement des données

#### Retrait du fond de ciel

Chaque image a été corrigée, à l'aide du logiciel de traitement IRAF, des différents défauts du à l'électronique et principalement de la différence de réponse de chaque pixel à une illumination uniforme de la caméra. Il nous a fallu ensuite estimer le nombre de coups détectés

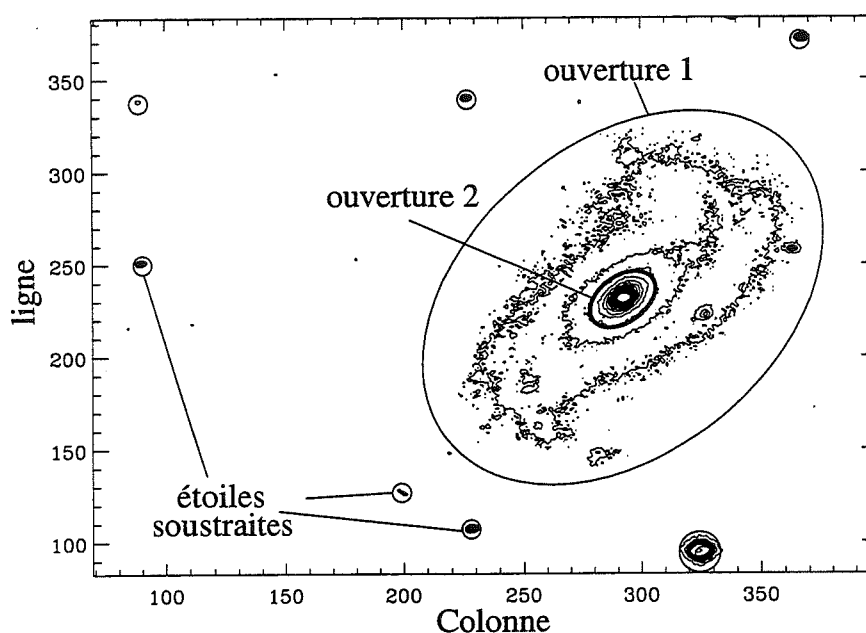


FIG. 1.2: L'ajustement du fond de ciel au niveau du coeur de chaque galaxie (ici NGC 4051) nécessite de soustraire, dans un premier temps, les étoiles proches. On estime ensuite le fond de ciel en ajustant ligne à ligne et colonne par colonne les différents points de l'image à l'extérieur de l'ouverture 1, afin de ne pas être perturbé par la présence de la galaxie hôte. On interpole finalement la valeur du fond de ciel dans l'ouverture 2 que l'on soustrait au flux total mesuré afin d'estimer le flux propre de la région centrale de la galaxie.

dans la région centrale de chaque galaxie après soustraction du nombre de coups provenant du fond de ciel. Différentes méthodes peuvent être employées pour cela et l'on estime généralement le fond de ciel dans un anneau entourant l'objet étudié. C'est une méthode qui marche relativement bien dans le cas d'objets ponctuels mais qui peut conduire à des erreurs non négligeables dans le cas d'objets étendus lorsque le fond n'est pas uniforme et possède, par exemple, une légère pente due à la présence de la Lune lors de l'observation. Nous avons donc préféré estimer le fond de ciel en ajustant chaque ligne et chaque colonne de l'image à partir des points de l'image relativement éloignés de la galaxie. On interpole ensuite la valeur du fond de ciel au niveau du coeur de cette dernière. Pour ne pas fausser ces ajustements, nous avons auparavant soustrait les différentes étoiles du voisinage immédiat (cf. figure 1.2). Cette méthode était appliquée à chaque galaxie mais aussi aux différentes étoiles de comparaison du champ de vue, choisies pour avoir un flux de l'ordre de grandeur du flux de la galaxie (à un facteur 4 près). Nous verrons l'importance de ce point par la suite.

### Obtention des courbes de lumières

On déduit les courbes de lumières brutes de chaque galaxie et de chaque étoile de comparaison en appliquant le traitement précédent à chaque image de chaque observation. Il faut ensuite appliquer une méthode d'analyse de données pour estimer la variabilité intrinsèque de chaque objet. Le but de la photométrie différentielle est d'utiliser les courbes de lumières des étoiles de comparaison pour créer une étoile de référence qui permette de s'affranchir des différentes sources de variabilités extrinsèques, comme la variation de la transparence du ciel d'image en image ou la déformation de la structure du télescope au cours de l'observation. On utilise généralement la méthode du  $\chi^2$  qui détermine le flux de référence en minimisant, image par image, la fonction suivante:

$$\chi_i^2(N) = \sum_{j=1}^{n_{et}} \frac{(\bar{x}_{i,j} - N)^2}{\bar{\sigma}_{i,j}^2} \quad (1.1)$$

Dans cette équation,  $n_{et}$  est le nombre d'étoiles de comparaison utilisé, l'indice  $i$  le numéro de l'image,  $\bar{x}_{i,j}$  le flux de l'étoile de comparaison  $j$  dans l'image  $i$ , normalisé à sa moyenne sur toutes les images, et  $\bar{\sigma}_{i,j}$  le bruit normalisé associé (comprenant le bruit de photons et le bruit de lecture). Les différentes valeurs  $N_i$  qui minimisent cette fonction pour chaque image forment une courbe de lumière de référence que l'on compare ensuite aux courbes de lumières des objets qui nous intéressent. Cette méthode a cependant le désavantage de donner plus de poids, lors de la minimisation, aux étoiles de comparaisons qui ont un bon rapport signal sur bruit, c'est à dire un faible  $\bar{\sigma}_{i,j}$ . Si ces étoiles sont variables, l'étoile de référence le sera également et l'on fausse notre conclusion concernant la variabilité de l'objet qui nous intéresse.

Pour ne pas être limité par les variations intrinsèques de chaque étoile de comparaison, nous avons utilisé une nouvelle méthode de traitement qui repose sur la faible probabilité que 2 étoiles de comparaison d'une image donnée varient d'un même facteur par rapport à leur comportement moyen. Si tel est le cas, on postule que la variation à une origine extrinsèque et ces 2 étoiles peuvent jouer le rôle d'étoile de référence dans l'image considérée. La fonction que l'on cherche à minimiser est alors la suivante:

$$S_i(N) = \sum_{j=1}^{n_{et}} P_i^j(N) \quad (1.2)$$

où

$$P_i^j(N) = \prod_{k \neq j} \frac{(\bar{x}_{i,k} - N)^2}{\bar{\sigma}_{i,k}^2}. \quad (1.3)$$

On voit effectivement que si 2 étoiles ont la même valeur de flux normalisé  $\bar{x}_{i,k_1}$  et  $\bar{x}_{i,k_2}$  dans l'image  $i$ ,  $S_i(N)$  est minimale et même nulle pour  $N_i = \bar{x}_{i,k_1} = \bar{x}_{i,k_2}$ . Cette méthode permet donc de définir une étoile de référence en utilisant toutes les étoiles de comparaison non variables alors que la méthode du  $\chi^2$  se sert de toutes les étoiles de comparaisons variables

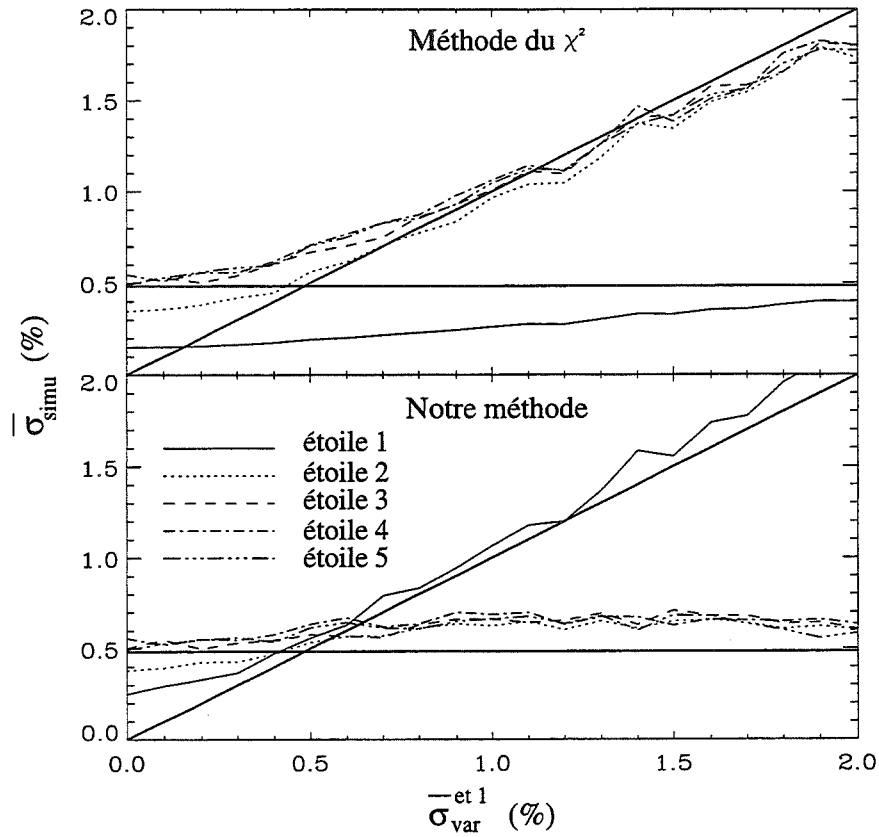


FIG. 1.3: Comparaison de notre méthode de traitement avec la méthode du  $\chi^2$ . La droite horizontale donne le niveau de bruit des étoiles 2-5 et la diagonale correspond à la courbe  $\bar{\sigma}_{\text{simu}} = \bar{\sigma}_{\text{var}}^{\text{et1}}$  que doit normalement suivre l'étoile 1. On voit que ce n'est pas le cas avec la méthode du  $\chi^2$ .

ou non.

Pour voir la supériorité de notre méthode par rapport à la méthode du  $\chi^2$ , j'ai simulé 5 courbes de lumières de 5 étoiles de comparaison, en donnant à l'une d'entre elle (l'étoile 1) un flux 3 fois plus important que les quatre autres. J'ai ensuite rajouté un bruit poissonnien au flux de chaque étoile et un bruit supplémentaire  $\bar{\sigma}_{\text{var}}^{\text{et1}}$  à l'étoile 1. J'ai alors déduit la valeur du flux de référence  $N_i$  pour chaque image en utilisant la méthode du  $\chi^2$  et notre méthode. J'ai finalement obtenu les courbes de lumière normalisées de chaque objet en divisant chaque courbe brute par la courbe de lumière de référence. J'en est ensuite déduit la déviation standard correspondante  $\bar{\sigma}_{\text{simu}}$ . Ces simulations ont été effectuées pour différentes valeurs de  $\bar{\sigma}_{\text{var}}^{\text{et1}}$ . J'ai reporté les courbes  $\bar{\sigma}_{\text{simu}}$  versus  $\bar{\sigma}_{\text{var}}^{\text{et1}}$  pour ces 5 étoiles sur la figure 1.3. On voit que les 2 méthodes sont identiques tant que  $\bar{\sigma}_{\text{var}}^{\text{et1}}$  est inférieur au bruit poissonnien des 4 autres étoiles. Pour de plus grandes valeurs de  $\bar{\sigma}_{\text{var}}^{\text{et1}}$ , la méthode du  $\chi^2$  sous-estime la variabilité de l'étoile 1 et surestime la variabilité des 4 autres étoiles. Notre méthode donne, par contre, une très bonne approximation du bruit intrinsèque de chaque étoile.

### Estimation de la variabilité

La variance de la courbe de lumière réduite d'un objet  $\sigma_{\text{obs}}^2$  peut se décomposer en la somme quadratique d'un bruit poissonnien  $\sigma_{\text{ph}}$  (correspondant au bruit de photons) et d'un bruit supplémentaire  $\sigma_{\text{supp}}$ . Ce dernier prend en compte à la fois le variabilité propre de l'objet (si elle existe) et tout artéfact du au traitement. On a donc:

$$\sigma_{\text{obs}}^2 = \sigma_{\text{ph}}^2 + \sigma_{\text{supp}}^2. \quad (1.4)$$

L'évaluation de  $\sigma_{\text{supp}}$  va donc nous permettre d'estimer la variabilité de chaque galaxie ou, tout du moins, d'en donner une limite supérieure. D'après l'équation précédente, nous pouvons déduire  $\sigma_{\text{supp}}$  indirectement en mesurant  $\sigma_{\text{ph}}$  puisque  $\sigma_{\text{obs}}$  est observé. Par définition,  $\sigma_{\text{ph}}$  est la valeur de  $\sigma_{\text{obs}}$  si l'objet n'était pas variable. Nous avons donc simulé de nouvelles données pour chaque objet, à partir de la valeur moyenne des données réelles auxquelles on a simplement rajouté un bruit poissonnien. Nous avons ensuite traité ces données simulées avec notre algorithme de minimisation et la déviation standard des courbes de lumières réduites nous donne une estimation de  $\sigma_{\text{ph}}$ . Le nombre limité d'images pour chaque objet ajoute une incertitude statistique que l'on réduit en répétant plusieurs fois les simulations et en prenant la moyenne des résultats. Connaissant  $\sigma_{\text{ph}}$  on déduit finalement  $\sigma_{\text{supp}}$  à partir de l'équation précédente. Les valeurs normalisées de ces différents paramètres sont reportées dans le tableau 1.2

## 1.3 Résultats et Discussion

### 1.3.1 Aucune variabilité détectée

Les résultats obtenus montre que notre méthode est relativement précise puisque l'on obtient des valeurs de  $\sigma_{\text{supp}}$  inférieures au pourcent et de l'ordre de 0.5% dans la plupart des cas. Il nous faut maintenant reconnaître les objets variables de l'échantillon. Les critères de variabilités que l'on s'est fixé sont les suivants:

1. la galaxie doit avoir  $\sigma_{\text{obs}} \geq 2\sigma_{\text{ph}}$  c'est-à-dire  $\sigma_{\text{supp}} \geq \sqrt{3}\sigma_{\text{ph}} \simeq 2\sigma_{\text{ph}}$
2. au moins un étoile de comparaison doit être stable et ne doit donc pas vérifier le point précédent

Il n'y a que 4 galaxies qui répondent à ces 2 critères à la fois: Mrk 478, Mrk 684, Mrk 1392 et NGC 4151. Seulement, mis à part Mrk 1392, une étude plus précise du traitement de ces objets semble montrer un effet parasite du à la présence d'une étoile de comparaison avec un flux à peu près 3 fois plus important que les autres. Il est donc possible qu'elle influence notre méthode de minimisation décrite dans la partie 1.2.2. Cela montre que, même si celle-ci limite ce phénomène, elle ne l'élimine jamais complètement surtout lorsque le nombre d'étoiles de comparaison est faible (3 dans ces cas précis). Il est possible, par contre, que Mrk 1392 soit variable sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure mais cela reste très marginal.



TAB. 1.2: Valeurs  $\sigma_{\text{obs}}$ ,  $\sigma_{\text{ph}}$  et  $\sigma_{\text{supp}}$  pour chaque galaxie et étoile de comparaison. Les valeurs sont normalisées, pour chaque objet, aux flux moyens sur l'ensemble des images

Nom de l'objet	$\bar{\sigma}_{\text{obs}}$ (%)	$\bar{\sigma}_{\text{ph}}$ (%)	$\bar{\sigma}_{\text{supp}}$ (%)	Nom de l'objet	$\bar{\sigma}_{\text{obs}}$ (%)	$\bar{\sigma}_{\text{ph}}$ (%)	$\bar{\sigma}_{\text{supp}}$ (%)	Nom de l'objet	$\bar{\sigma}_{\text{obs}}$ (%)	$\bar{\sigma}_{\text{ph}}$ (%)	$\bar{\sigma}_{\text{supp}}$ (%)
<b>AKN 120</b>	0.85	0.62	0.51	<b>1H 0510+031</b>	1.64	1.82	0.02	<b>IRAS 15438+2715</b>	0.89	0.44	0.74
étoile 1	0.48	0.35	0.28	étoile 1	0.53	0.55	0.22	étoile 1	0.66	0.36	0.54
étoile 2	0.50	0.28	0.40	étoile 2	0.98	0.78	0.68	étoile 2	0.58	0.27	0.55
étoile 3	0.75	0.38	0.68	étoile 3	1.05	1.25	0.00	étoile 3	0.75	0.41	0.67
étoile 4	0.86	0.49	0.72	étoile 4	1.72	1.40	1.04	étoile 4	0.54	0.30	0.42
<b>Mrk 543</b>	1.54	1.19	0.69	étoile 5	1.52	1.08	1.17	étoile 5	0.97	0.49	0.88
étoile 1	2.15	1.19	1.69	<b>Mrk 1044</b>	0.93	0.68	0.57	<b>NGC 4051a</b>	0.47	0.31	0.38
étoile 2	1.83	1.52	0.46	étoile 1	0.70	0.53	0.40	étoile 1	0.44	0.42	0.17
étoile 3	1.60	1.45	0.33	étoile 2	0.65	0.51	0.34	étoile 2	0.17	0.16	0.06
étoile 4	1.47	1.10	0.84	étoile 3	0.84	0.65	0.50	<b>NGC 4051b</b>	0.98	0.47	0.88
<b>Mrk 1392</b>	0.51	0.16	0.46	étoile 4	0.75	0.41	0.69	étoile 1	0.53	0.60	0.16
étoile 1	0.33	0.16	0.29	<b>Mrk 376</b>	0.83	0.69	0.07	étoile 2	0.21	0.24	0.06
étoile 2	0.36	0.10	0.39	étoile 1	0.97	0.62	0.77	<b>Mrk 590</b>	0.55	0.43	0.20
étoile 3	0.24	0.15	0.18	étoile 2	0.88	0.85	0.14	étoile 1	0.81	0.70	0.43
<b>Mrk 1098</b>	0.53	0.24	0.42	étoile 3	1.37	0.91	1.09	étoile 2	0.63	0.61	0.10
étoile 1	0.55	0.21	0.54	étoile 4	1.53	1.36	0.63	étoile 3	0.80	0.61	0.51
étoile 2	0.49	0.24	0.47	étoile 5	1.59	1.29	1.08	étoile 4	0.80	0.59	0.55
étoile 3	0.45	0.29	0.34	<b>IRAS 04448-0513</b>	0.88	0.83	0.24	étoile 5	0.66	0.49	0.44
étoile 4	0.38	0.19	0.30	étoile 1	0.76	0.59	0.52	<b>PG 0844+349</b>	1.00	0.88	0.48
<b>Mrk 335</b>	1.20	0.96	0.53	étoile 2	0.67	0.62	0.21	étoile 1	0.63	0.57	0.30
étoile 1	0.67	0.65	0.03	étoile 3	0.76	0.74	0.15	étoile 2	1.75	1.58	0.69
étoile 2	0.61	0.53	0.16	étoile 4	0.80	0.56	0.62	étoile 3	0.84	0.81	0.27
étoile 3	0.63	0.46	0.42	étoile 5	0.66	0.50	0.46	étoile 4	1.75	1.66	0.72
<b>Mrk 478</b>	0.53	0.26	0.44	<b>NGC 1019</b>	0.61	0.45	0.34	étoile 5	0.65	0.48	0.46
étoile 1	0.23	0.11	0.21	étoile 1	0.62	0.49	0.28	étoile 6	0.56	0.43	0.37
étoile 2	0.56	0.27	0.52	étoile 2	0.85	0.53	0.64	<b>Mrk 359</b>	0.95	0.30	0.97
étoile 3	0.40	0.20	0.39	étoile 3	0.70	0.54	0.47	étoile 1	0.25	0.24	0.14
<b>MCG+08-11-11a</b>	0.54	0.39	0.35	étoile 4	0.46	0.40	0.02	étoile 2	0.64	0.52	0.55
étoile 1	0.44	0.44	0.23	étoile 5	0.90	0.69	0.65	étoile 3	1.65	0.52	1.85
étoile 2	0.52	0.40	0.36	étoile 6	1.01	0.60	0.82	étoile 4	0.53	0.40	0.40
étoile 3	0.46	0.40	0.23	<b>Mrk 684</b>	0.93	0.25	0.89	étoile 5	0.95	0.39	0.97
étoile 4	0.53	0.37	0.38	étoile 1	0.57	0.13	0.65	étoile 6	0.75	0.43	0.69
<b>MCG+08-11-11b</b>	0.47	0.41	0.17	étoile 2	0.45	0.16	0.17	étoile 7	0.53	0.20	0.53
étoile 1	0.32	0.46	0.00	étoile 3	0.86	0.25	0.94	<b>NGC 4151</b>	0.63	0.18	0.56
étoile 2	0.60	0.41	0.45	<b>Mrk 1383</b>	0.51	0.15	0.45	étoile 1	1.05	0.52	0.99
étoile 3	0.44	0.42	0.09	étoile 1	0.48	0.22	0.44	étoile 2	0.09	0.03	0.30
étoile 4	0.50	0.40	0.29	étoile 2	0.41	0.27	0.31				
<b>Mrk 372</b>	0.78	0.60	0.48	étoile 3	0.29	0.13	0.29				
étoile 1	0.50	0.44	0.29	<b>Mrk 9</b>	0.88	0.80	0.16				
étoile 2	0.50	0.46	0.19	étoile 1	1.24	0.91	0.99				
étoile 3	0.56	0.41	0.38	étoile 2	0.97	0.72	0.61				
étoile 4	0.77	0.73	0.32	étoile 3	0.99	0.50	0.94				
étoile 5	0.72	0.65	0.31	étoile 4	0.72	0.67	0.17				
				étoile 5	1.19	0.71	0.93				

Pour ce qui est des données simultanées effectuées dans la bande J pour les galaxies Mrk 1392, Mrk 478 et Mrk 1098, les résultats sont d'une moins bonne qualité puisque les valeurs obtenues pour  $\sigma_{\text{obs}}$ ,  $\sigma_{\text{ph}}$  et  $\sigma_{\text{supp}}$  sont de l'ordre de 3%. Aucune de ces 3 galaxies ne vérifient les critères de variabilité dans cette longueur d'onde.

### 1.3.2 Contraintes géométriques

Dans le cadre du modèle de réillumination présenté en partie II, il est tout à fait possible que les particules non-thermiques à l'origine du rayonnement X des Seyferts, émettent un rayonnement synchrotron en se déplaçant dans le champ magnétique ambiant. Dans notre interprétation, c'est ce rayonnement synchrotron qui, à l'image du rayonnement X, serait rapidement variable et pourrait créer des microvariabilités dans le domaine optique. Si aucune microvariabilité n'est observée, et c'est ce que semblent montrer ces observations, il est possible d'en déduire des contraintes physiques sur les différents paramètres du milieu émetteur. Supposons donc que la source de particules relativistes soit sphérique de rayon  $R$ , placée à une distance  $Z$  de la source de photons UV incidents. Supposons également une fonction de distribution de particules en loi de puissance  $n(\gamma) = n_0 \gamma^{-s}$  pour  $\gamma_{\text{min}} \leq \gamma \leq \gamma_{\text{max}} (\gg \gamma_{\text{min}})$ . Le flux synchrotron détecté par un observateur placé à une distance  $D$  de la source peut alors se mettre sous la forme (Blumenthal & Gould 1970):

$$F_{\nu}^{\text{syn}} = \begin{cases} E(s) B^{\frac{s+1}{2}} \frac{n_0 R^3}{D^2} \nu^{-\frac{s-1}{2}} & \text{si } \nu_t \leq \nu < \nu_c \\ 0 & \text{si } \nu_c \leq \nu \end{cases} \quad (1.5)$$

où  $E(s)$  n'est qu'une fonction de  $s$ ,  $\nu_t$  est la fréquence d'auto-absorption du rayonnement synchrotron (qui, dans le cas qui nous intéresse est bien inférieure aux fréquences optique) et  $\nu_c$  sa fréquence de coupure donnée par (Blumenthal & Gould 1970):

$$\nu_c \simeq \frac{3q}{4\pi mc} \gamma_{\text{max}}^2 B. \quad (1.6)$$

D'autre part, le flux X émis par Compton Inverse par la même population de particules, en diffusant les photons UV incidents, peut s'écrire (Blumenthal & Gould 1970; Rybicki & Lightman 1979):

$$F_{\nu}^{\text{X}} = F(s) F_{\text{UV}} \frac{n_0 R^3}{Z^2} \nu_{\text{UV}}^{\frac{s-3}{2}} \nu^{-\frac{s-1}{2}}. \quad (1.7)$$

où  $F(s)$  n'est qu'une fonction de  $s$  et  $F_{\text{UV}}$  est le flux UV détecté par le même observateur placé à une distance  $D$  du système. On a supposé, dans cette dernière équation, que les photons UV étaient monoénergétiques de fréquence  $\nu_{\text{UV}}$ .

Ces différentes expressions vont nous permettre de contraindre l'intensité du champ magnétique dans lequel est plongé la source non-thermique. En effet, la non-détection de microvariabilités dans les 22 galaxies de Seyfert de notre échantillon impose, soit que la fréquence d'observation en bande I,  $\nu_1$ , est supérieure à  $\nu_c$ , ce qui, compte tenu de l'équation (1.6) peut

s'écrire:

$$B \leq B_{\text{coupure}} \simeq \frac{4\pi mc}{3q} \frac{\nu_1}{\gamma_{\text{max}}^2} = \frac{C_{\text{coupure}}}{\gamma_{\text{max}}^2}, \quad (1.8)$$

soit que le flux synchrotron  $F_{\text{syn}}$  émis par la source relativiste est trop faible pour être détecté. La valeur de  $\sigma_{\text{supp}}$  nous donne une borne supérieure de la variabilité de cette composante et nous allons faire l'hypothèse que  $\sigma_{\text{supp}}$  est de l'ordre de  $F_{\text{syn}}$ . C'est une hypothèse raisonnable car c'est effectivement ce que l'on observe en X (cf. figure 1.1 par exemple). On a donc directement, à partir de la mesure de  $\sigma_{\text{supp}}$ , une borne supérieure du flux synchrotron émis par la source. En remarquant que  $F_{\text{syn}} \simeq \nu_1 F_{\nu_1}^{\text{syn}}$  et en se servant des équations (1.5) et (1.7), on déduit une seconde borne supérieure au champ magnétique:

$$\begin{aligned} B \leq B_{\text{flux}} &= \left( \frac{F(s)}{E(s)} \frac{D^2}{Z^2} \frac{F_{\text{syn}} F_{\text{UV}}}{F_X} \left( \frac{\nu_1 \nu_{\text{UV}}}{\nu_X} \right)^{\frac{s-3}{2}} \right)^{\frac{2}{s+1}} \\ &= C_{\text{flux}} Z^{-\frac{4}{s+1}} \end{aligned} \quad (1.9)$$

où  $\nu_X$  est la fréquence à laquelle on mesure le flux X,  $F_X = \nu_X F_{\nu_X}^X$ . L'intensité du champ magnétique doit donc être nécessairement inférieure à  $B_{\text{coupure}}$  et  $B_{\text{flux}}$  pour expliquer, dans le cadre de notre modèle, la non détection de microvariabilités optiques.

D'un autre côté, notre modèle suppose que les particules relativistes sont accélérées à travers un choc à l'aide des processus de Fermi du premier et du second ordre (cf. chapitre II.6). L'énergie nécessaire est donc fournie par le champ magnétique ambiant et la densité d'énergie de ce dernier doit donc forcément être supérieure à, ou de l'ordre de, la densité d'énergie des particules relativistes. L'égalité entre les 2 densités d'énergie permet de définir la valeur du champ magnétique à l'équipartition  $B_{\text{eq}}$ . Pour une distribution de particules  $n(\gamma) = n_0 \gamma^{-s}$  on obtient<sup>1</sup>:

$$\frac{B_{\text{eq}}^2}{8\pi} \simeq \frac{n_0 mc^2 \gamma_{\text{min}}^{2-s}}{s-2} \quad (1.10)$$

et, en déduisant l'expression de  $n_0$  de l'équation (1.7), on trouve que:

$$\begin{aligned} B > B_{\text{eq}} &= \left( \frac{8\pi Z^2 mc^2}{(s-2)\gamma_{\text{min}}^{2-s} R^3 F(s)} \frac{F_X}{F_{\text{UV}}} \left( \frac{\nu_X}{\nu_{\text{UV}}} \right)^{\frac{s-3}{2}} \right)^{1/2} \\ &= C_{\text{eq}} \frac{Z}{R^{3/2}} \end{aligned} \quad (1.11)$$

En fait, les inégalités que doit vérifier B peuvent se traduire en relations entre R et Z. En effet, il faut nécessairement que  $B_{\text{eq}} \leq B_{\text{flux}}$  ce qui impose que:

$$Z \leq \left( \frac{C_{\text{flux}}}{C_{\text{eq}}} R^{3/2} \right)^{\frac{s+1}{s+5}} \quad (1.12)$$

1. on suppose  $s > 1$  et donc que  $n(\gamma)$  est dominée par les particules de facteur de Lorentz  $\gamma = \gamma_{\text{min}}$

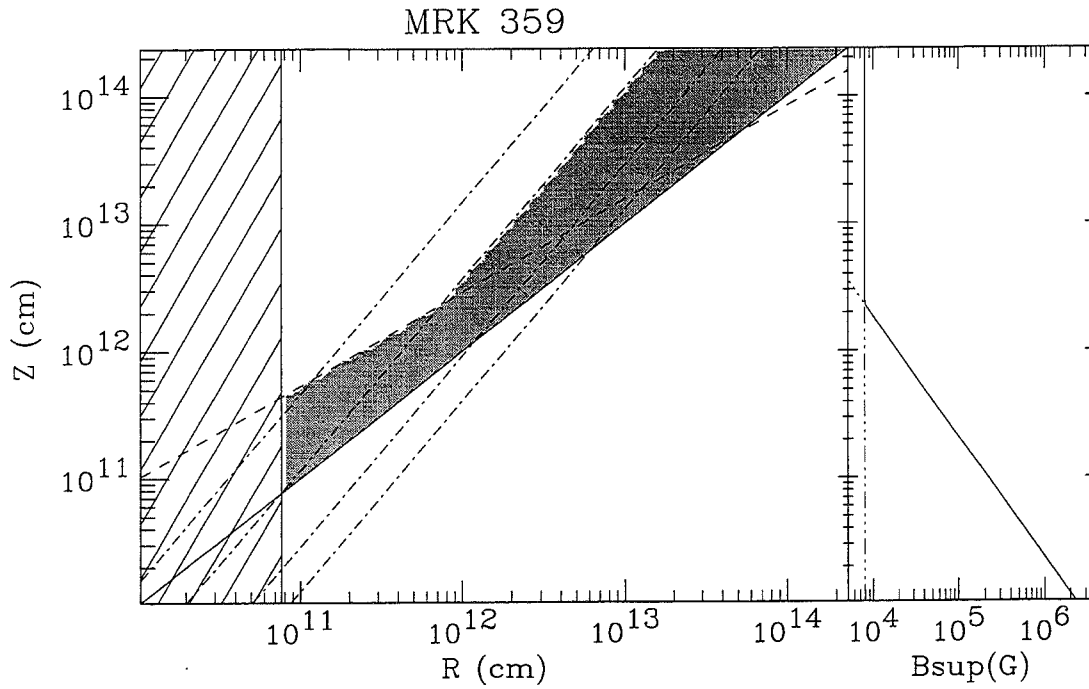


FIG. 1.4: Limites sur  $R$  et  $Z$  pour la galaxie Mrk 359. La zone grisée est la région permise par les équations (1.12), (1.13), (1.14), (1.15) et (1.16). Les parties hachurées sont interdites par les conditions (1.14) et (1.15), la droite en continu correspond à l'équation (1.16), la ligne en tiret à la condition d'équipartition (1.12), et celles en trait-point à la condition d'équipartition (1.13) pour différentes valeurs de  $\gamma_{max}$  (de gauche à droite  $\gamma_{max}=50, 100, 200$  et  $300$  ce qui correspond à  $B_{eq} = 32000 G, 8000 G, 2000 G$  et  $1000 G$ ). J'ai reporté, à la droite de ce tracé, la courbe  $B_{sup}$  en fonction de  $Z$  ainsi que les courbes  $B_{coupure}(Z)$  (en 3 points-trait) et  $B_{flux}(Z)$  (en pointillé).

On doit également avoir  $B_{eq} \leq B_{coupure}$  c'est-à-dire:

$$Z \leq \frac{C_{coupure}}{C_{eq}} \frac{R^{3/2}}{\gamma_{max}^2}. \quad (1.13)$$

On peut de plus trouver une limite inférieure au rayon de la source  $R$  puisqu'il semble peu probable que ce dernier soit inférieur au rayon de Schwarzschild  $R_s$  du trou noir central<sup>1</sup>. On peut estimer  $R_s$  en supposant que les galaxies rayonnent à leur limite d'Eddington, c'est à dire pour une luminosité bolométrique de l'ordre de  $L_{edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} = \frac{R_s 2\pi m_p c^3}{\sigma_T}$  ( $M$  est la masse du trou noir et  $m_p$  la masse du proton). Si l'on suppose que la luminosité UV,  $L_{UV} = 4\pi D^2 F_{UV}$ , est de l'ordre de la luminosité bolométrique il vient:

$$R \geq R_s \geq \frac{L_{UV} \sigma_t}{2\pi m_p c^3}. \quad (1.14)$$

1. Le rayon de Schwarzschild d'un trou noir de masse  $M$  vaut  $R_s = \frac{2GM}{c^2}$

D'un autre côté, les plus rapides variabilités observées en X limitent  $R$  par valeurs supérieures. Si l'échelle de temps minimale des variabilités X est notée  $\Delta t_{min}$ , il vient:

$$R \leq R_{var} = c\Delta t_{min}. \quad (1.15)$$

Finalement, on doit nécessairement avoir:

$$Z \geq R. \quad (1.16)$$

J'ai reporté ces différentes contraintes entre  $R$  et  $Z$  sur la figure 1.4 pour la galaxie Mrk 359 (les 6 autres galaxies pour lesquelles j'ai pu trouvé suffisamment de renseignements sont décrites dans P98). Ce tracé nécessite de connaître différentes caractéristiques observationnelles de la galaxie comme son flux X, son flux UV, son indice spectral et son décalage gravitationnel. La valeur de  $F_{syn}$ , elle, est directement déduite de la valeur de  $\sigma_{supp}$  reportée dans le tableau 1.2. La région du plan  $(R, Z)$  permise par les observations regroupe tous les points vérifiant les équations (1.12), (1.13), (1.14), (1.15) et (1.16) pour une valeur de  $\gamma_{max}$  donnée. En chacun de ces points,  $B_{sup} = \max[B_{coupure}, B_{flux}]$  donne une limite supérieure du champ magnétique. Pour une valeur de  $\gamma_{max}$  fixée, les équations (1.8) et (1.9) montrent que  $B_{sup}$  ne dépend que de  $Z$ . La courbe  $B_{sup}$  versus  $Z$  est tracée sur la droite de la figure 1.4. La valeur de  $B_{eq}$  donne, par contre, une limite inférieure au champ  $B$ . L'équation (1.11) permet de voir que les isocontours de  $B_{eq}$  sont, dans un diagramme log-log, des droites de pente 3/2. Elles correspondent d'ailleurs, d'après l'équation (1.13), à l'équipartition  $B_{eq} = B_{coupure}$  pour différentes valeurs de  $\gamma_{max}$ . Ces courbes sont tracées en trait-point sur la figure 1.4. La courbe en tiret correspond à l'équipartition  $B_{eq} = B_{flux}$  (équation (1.12)) et la courbe en continu à l'équation (1.16). La région permise est grisée sur la figure 1.4 et correspond à la valeur de  $\gamma_{max} = 100$ . On voit qu'elle est non vide pour une grande plage de valeurs de l'espace des paramètres  $(R, Z)$ .

## 1.4 Conclusion

Nos observations sont donc compatibles avec un modèle de galaxies de Seyfert où la source d'émission haute énergie est non-thermique et peut émettre un rayonnement synchrotron responsable de microvariabilités optique. Le fait que l'on n'est pas, dans notre échantillon de 22 galaxies de Seyfert, observé de telle variabilités nous a permis de contraindre, pour certaines galaxies, la taille de la région émettrice, sa distance à la source de photons UV incidents, et l'intensité du champ magnétique nucléaire.

## Publication

Search for optical microvariability in a large sample of Seyfert I galaxies.  
Petrucci, Chelli, Henri, Cruz-Gonzalez, Salas, Mujica, A&A in press (1998)

A&A manuscript no.  
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:  
11(02.18.5;03.09.1;03.20.4;11.01.2;11.19.1)

ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS

## Search for optical microvariability in a large sample of Seyfert I galaxies \*

P.O. Petrucci<sup>1</sup>, A. Chelli<sup>1</sup>, G. Henri<sup>1</sup>, I. Cruz-González<sup>2</sup>, L. Salas<sup>3</sup>, R. Mujica<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, B.P. 53X, F38041 Grenoble Cedex, France

<sup>2</sup> Instituto de Astronomia, UNAM, Ap. 70-264, C.U., 04510 México, D.F., México

<sup>3</sup> Instituto de Astronomia, UNAM, Ap. 877, 22830 Ensenada, México

<sup>4</sup> Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Ap. 51 y 216 Z.P., 72000 Puebla, México

Received ??/ accepted ??

**Abstract.** We present results of an optical (I band) monitoring of a sample of 22 Seyfert I galaxies. We aimed to detect microvariability with time resolution from  $\simeq 6$  minutes down to 30 seconds for the most luminous one. It is the largest survey ever done in the search of rapid optical variations in Seyfert galaxies. We used differential photometry and a new method of analysis between galaxy and comparison stars light curves in order to minimize the influence of the intrinsic variabilities of the latter. We thus obtain precision on standard deviation measurements less than 1% and generally of the order of 0.5%. We obtain no clear detection of microvariability in any of these objects. In the hypothesis where optical microvariability could be due to synchrotron emission of a non thermal electrons population, we discuss the physical constraints imposed by these results.

**Key words:** galaxies: active – galaxies: Seyfert – accretion disk – optical: galaxies – infrared: galaxies – processes: synchrotron – microvariability

### 1. Introduction

If optical microvariability for radio-loud AGNs is now well established (Carini et al. 1991, Miller et al. 1992, Wagner et al. 1992, Doroshenko et al. 1992), any search for intra-night optical variability in radio-quiet QSOs (Gopal-Krishna et al. 1993, 1995, Jang et al. 1997, Rabbette et al. 1998) or Seyfert galaxies in the past ten years does not report clear evidence of such phenomenon. In fact, much of the controversy may be due to the transient characteristics of microvariability, precluding a clear

confirmation of any reported variations. This becomes a critical problem in the case of Seyfert galaxies, since very few observations of such objects were performed to search for optical flickering. To our knowledge, the first one was done by Lawrence et al. (1981). They observed NGC 4151 on a range of time-scales from 10 seconds to 1 week, but detected no variation to better than 0.05 mag in bands V and K. Five years later, systematic photoelectric *UBV* observations of rapid variability in AGNs were begun at the Crimean Laboratory in 1986 and have been carried out for the Seyfert galaxies NGC 4151, NGC 7469, NGC 3516 and NGC 5548 (Lyutyĭ et al. 1989, Aslanov et al. 1989 and Lyutyĭ & Doroshenko 1993 respectively). Optical microvariabilities were detected in each of these objects: NGC 4151, NGC 7469 and NGC 3516 showed amplitude of microvariability up to 10% over 15-20 min and about 5% for NGC 5548 with a shorter time-scale, i.e.  $\sim 10$ -15 min. But for each cases, the phenomenon is not continuous and periods without any rapid variabilities are also observed all along each run. It seemed thus that onset and disappearance of microvariability follow a random process as observed in radio-loud AGNs (Carini 1990). A number of other investigators attempted to detect or confirm the presence of these rapid variations. For example, the case of NGC 7469 was confirmed by Dultzin-Hacyan et al. (1992) although no variations were obtained during another run (Dultzin-Hacyan et al. 1993).

Yet, particularly important results come from simultaneous multifrequency observations which can put strong constraints on the spatial distribution of the emitting regions and indicate whether the same radiative process dominates at different frequencies. The only such search for Seyfert galaxies is the simultaneous optical-infrared-X-ray study of NGC 4051 by Done et al. (1990). They report that, on time-scales of tens of minutes, the flux remained constant within 1% and 5% in optical and infrared, respectively, while the X-ray flux continually flickered by up to a factor 2. Another survey of this galaxy was done by Hunt et al. (1992), but only in the K band, and confirm the upper limit on nuclear variability of about 2%. Done et al. de-

Send offprint requests to: P.O. Petrucci

\* Based on observations taken at the Cananea and San Pedro del Mártir observatories in Mexico

Correspondence to: Petrucci@obs.ujf-grenoble.fr

duced from their results that the IR/optical source must be at least an order of magnitude larger than, or completely separate from, the X-ray source.

It appears from these results that, in a general manner, the study of microvariability in Seyfert galaxies is not sufficiently complete to clearly conclude if optical flickering is (or is not) a common characteristics for this class of AGNs. This contrasts with the more complete works done recently with QSOs. First, Jang et al. (1997) report, on a selected sample of radio-quiet and radio-loud QSOs, an apparent contrast in microvariations between the two class of quasars, 20% of the radio-quiet objects showing evidence of flickering against 85% for radio-loud. Next, Rabbette et al. (1998) have just published a search for rapid optical variability (on time-scales of few minutes) in a large sample of 23 radio-quiet quasars. They report no detection, with a precision of few percents, of any significant rapid variability for any of the sources observed.

Presently, no clear explanations of microvariability are approved unanimously. Unlike radio-loud AGNs where flickering could be due to the presence of shock inside a relativistic jet (Qian et al. 1991, Gopal-Krishna & Wiita 1992), no such conclusion can be drawn up to now for radio-quiet objects such as Seyfert galaxies, since their high energy spectrum is apparently cut-off above a few hundred keV (Jourdain et al. 1992; Maisack et al. 1993; Dermer & Gehrels 1995). Thus, some models supposed that microvariability could be due to disturbances (like flares or hot spots) in the accretion disk surrounding the central engine (Wiita et al 1991, 1992, Chakrabarti & Wiita 1993, Mangalam & Wiita 1993). But some results of recent observations do not provide strong support for such models (Jang & Miller 1997). In the case of Seyfert galaxies, the origin of microvariability could be associated with the high energy process giving birth to the hard X-ray spectra (up to few hundred of keV) observed in these galaxies. The source of the high energy emission is still uncertain: it could be produced through the comptonization of low energy photons by a thermal, mildly relativistic plasma ( $kT \leq m_e c^2$ ) (Haardt & Maraschi 1991) or by Inverse Compton process from a non-thermal, highly relativistic ( $E \gg m_e c^2$ ) particle distribution (possibly made of electron-positron) (e.g. Zdziarski et al. 1994, Henri & Petrucci 1997). As there is probably some magnetic field to accelerate and confine the particles, synchrotron emission is expected to be produced in the latter case, but not in the former. Purely thermal emission in the optical range is likely produced in too broad a region to produce intra-day variability. On the opposite, synchrotron emission should be correlated to X-ray emission, and thus be also rapidly variable. Therefore a positive detection of rapid (intra-day) visible-IR variability would strongly favour non-thermal models. Conversely, non-detection would bring very valuable upper limits on the intrinsic properties of the local environment of the emission region, giving strong constraints on the various models of non thermal emission (Celotti et al. 1991). Besides, if it exists, the synchrotron emission is diluted by the stellar contribution and probably by the thermal continuum possibly emitted by an accretion disk and by dust. The dust emission peaks in the IR

range and fall down near  $1 \mu\text{m}$  due to dust sublimation, while the disk emission, supposed to give rise to the Blue Bump, peaks in the UV range. Hence the most favourable wavelength domain to detect variable synchrotron emission would be around  $1 \mu\text{m}$ .

We present here the results of two observational campaigns of a sample of 22 Seyfert 1 galaxies in the I band at  $0.9 \mu\text{m}$  (and simultaneously in the J band at  $1.25 \mu\text{m}$  for 3 of them), at the observatories of Cananea and San Pedro Mártir in Mexico. We aim to detect rapid optical variabilities by differential photometry between the galaxies and the comparison stars in the CCD field of view. We have developed a new method of analysis which minimize the influence of the intrinsic variabilities of the comparison stars. In Section 2 we report on the sample and the observations. The data analysis method is explained in Section 3. We present the results for each galaxy, in Section 4, developing the cases of the more interesting ones. We will finally discuss the theoretical constraints imposed by these outcomes in Section 5 before concluding.

## 2. Observations

### 2.1. The sample

The observed galaxies are listed in table 1, along with their 1950 coordinates, redshift  $z$ , apparent V magnitude, date and place of observation. These objects have been selected from Véron-Cetty & Véron (1989) to fulfil the following criteria: a)  $-10^\circ \leq \delta(1950)$ , b)  $m_v \leq 15$  to reach photometric signal to noise of about few thousands in a few minutes of integration, c) size  $\leq 1$  arcmin to be limited by photon noise and not by readout noise, d) there must be 3 or more possible comparison sources in the arcmins CCD field, thus allowing us to identify and discount any of the comparison stars that are themselves variable on short time-scales. Some of these objects have at least 2 stars closer than 1 arcmin and were thus suitable for the infrared camera CAMILA of San Pedro; they were observed simultaneously in the visible and the IR. Some objects, like NGC 4051, NGC 4151 and MCG+08-11-11, did not fulfill all these criteria particularly the c) one since the size of these galaxies was about the third of the field of view. But, firstly they are well known objects, already observed for search of microvariability for two of them (Lyutyi et al. 1989, for NGC 4151; Done et al. 1990, for NGC 4051) and so interesting to study. Secondly, due to their proximity, their flux were high enough to be rapidly limited by photon noise and not by readout noise in a few seconds integration time. We could not satisfy criterion d) for NGC 4151 as well, and only one comparison star was in the CCD field. Consequently, we have treated this galaxy differently (see Section 3.2.3). One or two photometric standard stars, selected from Landolt (1992) were also observed before and after each galaxy run to estimate the mean brightness of the object, needed to deduce physical constraints (see Section 5).



Table 1. List of observed galaxies. Coordinates and magnitudes are taking from Véron-Cetty &amp; Véron (1989)

Name	RA (1950)	Dec (1950)	z	$m_V$	Julian day 2450000+	Exposure time (seconds)	Total duration of the run (hours)	Place	Filter
Mrk 543	23 59 52.9	+03 04 26	0.026	14.7	423.568	150	3.5	Cananea	I
Mrk 335	00 03 45.1	+19 55 27	0.025	13.9	420.615	60	2.8	Cananea	I
Mrk 359	01 24 50.1	+18 55 07	0.017	14.2	419.630	120	3.5	Cananea	I
Mrk 590	02 12 00.5	-00 59 57	0.027	13.8	421.589	90	3.9	Cananea	I
Mrk 1044	02 27 38.2	-09 13 11	0.016	14.3	424.578	100	4.2	Cananea	I
NGC 1019	02 35 52.33	+01 41 32.1	0.024	14.9	425.581	150	2.5	Cananea	I
Mrk 372	02 46 30.9	+19 05 54	0.031	14.8	422.598	200	4.5	Cananea	I
IRAS 04448-0513	04 44 52.2	-05 13 33	0.044	14.6	425.752	200	3.3	Cananea	I
1H 0510+031	05 10 03.0	+03 08 13	0.016	14.8	423.731	260	3.6	Cananea	I
ARK 120	05 13 38.0	-00 12 17	0.033	13.9	419.834	60	3.6	Cananea	I
MCG+08-11-11	05 51 09.60	+46 25 50.9	0.020	14.6	420.809	90	4	Cananea	I
Mrk 376	07 10 36.13	+45 47 06.3	0.056	14.6	424.792	150	3.5	Cananea	I
Mrk 9	07 32 42.4	+58 52 56	0.039	14.4	422.817	200	4.7	Cananea	I
PG 0844+349	08 44 33.93	+34 56 08.6	0.064	14.	421.810	120	3.3	Cananea	I
NGC 4051	12 00 36.3	+44 48 34	0.002	12.9	423.960	40	0.5	Cananea	I
					425.926	60	1	Cananea	I
NGC 4151	12 08 01.055	+39 41 01.82	0.003	11.8	425.990	8	0.3	Cananea	I
Mrk 1383	14 26 33.7	+01 30 27	0.086	14.9	211.803	120	2	San Pedro	I
Mrk 684	14 28 53.1	+28 30 29	0.046	14.7	212.810	300	2.5	San Pedro	I
Mrk 478	14 40 04.59	+35 39 07.6	0.077	14.6	216.842	210	2.3	San Pedro	I, J
Mrk 1392	15 03 25.9	+03 53 59	0.036	14.3	214.783	300	3.3	San Pedro	I, J
Mrk 1098	15 27 37.9	+30 39 23	0.035	14.9	215.788	300	3.3	San Pedro	I, J
IRAS 15438+2715	15 43 52.6	+27 15 49	0.031	14.6	213.772	300	3.3	San Pedro	I

## 2.2. The observational campaigns

We have carried out two campaigns of observations in Mexico. The first one was done in the I band during 7 nights (7-13 May 1996) at the 1.5 m telescope of the Observatorio Astronómico Nacional at San Pedro Mártir (Baja California). We used a  $1024 \times 1024$  Tektronix CCD with 6 electrons readout noise and  $4 \times 4$  arcmin<sup>2</sup> field of view. Simultaneous observations in the J band were performed at the 2.1m telescope during the 3 last nights. We used the CAMILA  $256 \times 256$  infrared camera with 40 electrons readout noise and  $2 \times 2$  arcmin<sup>2</sup> field of view (Cruz-González et al. 1993). The second campaign was done at the 2.1m telescope of the Guillermo Haro Observatory in Cananea (Sonora) during 8 nights (1-9 December 1996) in the I band. Only a useful  $400 \times 600$  pixels part of a  $1024 \times 1024$  CCD Tektronix, with 8 electrons readout noise and  $6 \times 10$  arcmin<sup>2</sup> equivalent field of view, was read. Galaxies with several comparison stars with comparable brightness in the field of view are observed as a priority. The exposure time was chosen to use the CCD at about half of its dynamic in order to prevent saturation due to rapid changes of seeing. The acquisition program was automated to take an image with a period equal to the exposure time plus the backup time.

## 3. Data analysis

### 3.1. Fluxes measurement

The individual CCD frames are reduced using standard IRAF software procedures by subtracting the bias frame and by flat-fielding using the median sky exposures. We choose at least three comparison stars with about the same brightness than the galaxy in the CCD frame. Faint sources in their neighbourhood and in the vicinity of the galaxy are subtracted and replaced by the median value measured in annuli around. Then we use circular apertures to measure the fluxes of the comparison stars. For galaxies, we can use circular or elliptic apertures depending on the size and form of the galaxy. In fact, for large galaxies, like NGC 4051 or NGC 4151, we used two apertures: the first one to fit the background of the image at the galaxy position (the background fitting aperture), the second one (the photometric aperture), smaller, to measure the flux of the central nucleus (see Fig.(1)). In the more general case, for starlike galaxies, these two apertures are the same and are circular. In order to fit the sky background in each aperture, we extract a subimage centred on each object, the size of this subimage being four times the radius of the background fitting aperture. We fit this subimage line by line and column by column with a 3 degrees polynomial, using only points outside the aperture. We take the average of the line by line and column by column fits to estimate the background flux. This flux is subtracted at

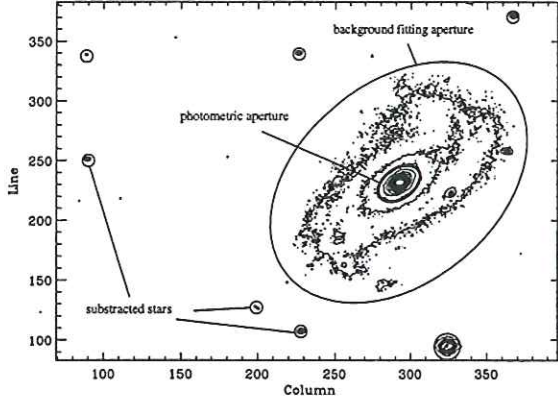


Fig. 1. Different apertures used to measure the central flux of a galaxy (see text). We show the case of NGC 4051, the biggest galaxy of our sample.

the total flux measures within the photometric aperture to obtain the intrinsic flux of the stars or of the galaxy. We repeat the treatment for each image of the run, which are recentered, if necessary, towards a reference image in order to compensate the telescope drifts.

### 3.2. Treatment and light curves achievement

#### 3.2.1. General case

Our treatment rests on the small probability that two stars of a given image vary intrinsically by the same amount from their average behaviour. If it is the case, the variation is supposed to be due to an extrinsic perturbation like scintillation, seeing, or atmospheric extinction and all objects in the field of view are affected in the same way by this perturbation. It ensues from this that, in this image *the two stars can play the role of standard stars*. Actually, due to the different electronic and statistic noises, we can never detect stars varying exactly in the same manner. We used thus a minimizing method where the function to minimize, for a number  $n_s$  of comparison stars in the CCD field, can be expressed as follows (we minimize with respect to the variable  $N$  which plays the role of a normalized flux):

$$S_i(N) = \sum_{j=1}^{n_s} P_i^j(N) \quad (1)$$

where

$$P_i^j = \prod_{k \neq j} \frac{(\bar{x}_{i,k} - N)^2}{\bar{\sigma}_{i,k}^2} \quad (2)$$

In Eq.(2),  $\bar{x}_{i,k}$  and  $\bar{\sigma}_{i,k}$  are respectively the *relative flux* (i.e. normalized to the average flux of the star  $k$  on all the images of the run) and the corresponding relative noise of the comparison star  $k$  in the image  $i$ . The noise includes the photon and the read-out noises, and is usually dominated by the former.

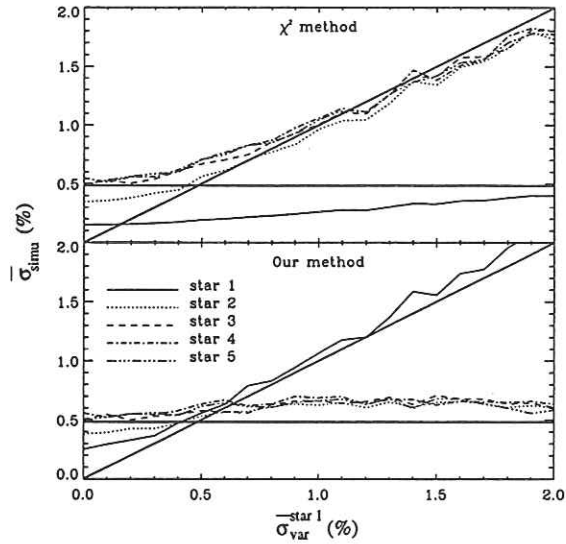


Fig. 2. Plots of the relative standard deviations  $\bar{\sigma}_{simu}$  of the simulated light curves of 5 stars, obtained with our method and the  $\chi^2$  one, as a function of the variability amplitude  $\bar{\sigma}_{var}^{star 1}$  of star 1. The other stars are only marred by statistical noise. The horizontal straight line in each plot gives the mean value of the real noise of star 2-5. The inclined straight line represents the  $\bar{\sigma}_{simu} = \bar{\sigma}_{var}^{star 1}$  curve and must be normally followed by star 1. This is effectively the case with our reduction method contrary to the standard  $\chi^2$  one.

#### 3.2.2. Differences from standard $\chi^2$ reduction

To see the interest of our approach, let us consider a situation where at least two stars are not variable while all the others vary independently. Neglecting, for the moment, the statistical noise, the algorithm will then naturally choose, for the normalization factor  $N$ , the common relative flux value  $N_i$  of all *non variable* stars, which makes the  $S_i$  function vanish. It is clearly different from the classical minimization of the  $\chi^2$  function that would give some weight to *all* stars, variable or not. However, due to the statistical noise, any weighted algorithm will tend to favor the brightest source. This is most apparent in the  $n_s = 2$  case, where the  $S_i$  function reduces to the  $\chi^2$  function and the two methods become thus identical. For  $n_s \geq 2$  however, they can give quite different results. We illustrate this with a simple model: we assume that we measure 5 stars, one of which (called star 1) is three times as luminous as each of the 4 others. We assume that star 1 is also intrinsically variable. We simulate the light curves of each star taking into account the statistical noise and the intrinsic variability of star 1. Then we applied the  $\chi^2$  method and our method to the simulated data. The standard deviations of each light curves computed by the 2 methods are plotted in Fig. (2) as functions of the amplitude of the intrinsic variability of star 1. Clearly both methods are indistinguishable when the intrinsic variability is much lower than the mean statistical noise of stars 2-5. However, as soon as the variability is



comparable to this value, the  $\chi^2$  method tends to underpredict the variability of star 1, because of its high statistical weight in the normalization, and overpredict the variability of stars 2-5. On the other hand, our method gives very good approximations of the standard deviation of all stars. In practice, to use at best the advantage of our method, we choose the largest possible number of comparison stars with approximatively the same brightness (the relative brightness of each object can be deduced from their relative noise  $\bar{\sigma}_{ph}$  reported in Table 2). We have found at least 3 comparison stars for all galaxies excepted NGC 4051 (only 2) and NGC 4151 (only 1, see next). For each image, the value of  $N_i$  represents thus the relative flux of a "virtual" standard star. We finally obtain the light curve of an object by dividing its relative flux by  $N_i$ .

### 3.2.3. The particular case of NGC 4151

For this object, there is only one comparison star in the CCD field with about the same brightness as the galaxy. We obtain another comparison object by measuring the flux of the diffuse component of NGC 4151, excluding the central region. We have to use a large aperture and, for the same flux as the comparison star, the photon noise is 3 times as large due to the sky background.

### 3.3. Errors measurement

The variance of the light curve of an object depends obviously on the method of treatment used and can be expressed, in the more general case, as the sum of 2 terms:

$$\sigma_{obs}^2 = \sigma_{ph}^2 + \sigma_{supp}^2 \quad (3)$$

In this expression,  $\sigma_{ph}$  would be the value of  $\sigma_{obs}$  obtained if the object was really non-variable and only marred by photons statistics. On the other hand,  $\sigma_{supp}$  represents a supplementary noise which can include a variable component or any artefact of the light curve due to the observations or the treatment. An estimation of  $\sigma_{supp}$  gives thus an estimation or an upper limit of the variability of the object. We assess  $\sigma_{supp}$  indirectly by evaluating  $\sigma_{ph}$ . We simulate in this way new sets of data, where the flux of each star  $s$  in each image  $i$  takes the following value:

$$x_{simu}^{s,i} = \langle x^{s,i} \rangle_{run} \left\langle \frac{x^{s,i}}{\langle x^{s,i} \rangle_{run}} \right\rangle_{star} \quad (4)$$

In this expression  $\langle \rangle_{run}$  means the average flux of a star on all the images of the run and  $\langle \rangle_{star}$  means the average flux on all the stars of an image. The second term of the right member of Eq. (4) allows to take into account global variations of fluxes, image by image due for example to small clouds crossing. Finally we add a poissonian noise to each simulated value. Then, we treat the data with the same algorithm described above. The standard deviation of the light curves gives therefore an estimation of  $\sigma_{ph}$  and thus, of  $\sigma_{supp}$  from Eq.(3). Due to the limited

number of images, there is a statistical inaccuracy on this estimation and we improved it by repeating the simulation many times and taking the average.

The value of  $\sigma_{ph}$ , obtained in this manner, is very close (within a factor 2) to the true observationnal noise (photon noise and read-out noise) and proves, by the way, the robustness of the method.

### 3.4. The structure function

A way to detect a continuous trend in our data is to use the so-called first-order structure function (hereafter we simply refer to the "structure function", or "SF"), commonly employed in time-series analysis (Rutman 1978). It has been introduced in the field of astronomy by Simonetti et al. (1985, see also Palatani et al. 1997). It is defined, for data of minimum temporal sampling  $\Delta t$  between two consecutive images, by:

$$SF_k(\tau = n\Delta t) = \sqrt{\langle (\bar{x}_{i,k} - \bar{x}_{i+n,k})^2 \rangle} \quad (5)$$

for the star  $k$  of the run. The brackets point out that we take the average on all the images  $i$  of the light curve. We can sum up the main aspects of the structure function as follows. For a non-variable object, the SF is constant and gives an estimation of the standard deviation of the white noise introduced by the measurement errors on the fluxes. For light curves with different variable components of different timescales, the SF is more complex, increasing with  $\tau$  until the maximum variability time scale is reached. Obviously, for small sample of images, the form of the structure function for the largest time lags is very noisy, since the average is done on a very small number of images.

## 4. Variability results

### 4.1. Optical observations

The relative values of  $\sigma_{obs}$ ,  $\sigma_{ph}$  and  $\sigma_{supp}$  are reported in table (2) for each galaxy and comparison stars. Values of  $\sigma_{supp}$  are smaller than 1% in all cases and often smaller than 0.5% which underlines the precision of the method employed. We consider a galaxy to be variable if firstly  $\sigma_{obs} \geq 2\sigma_{ph}$  (i.e.  $\sigma_{supp} \geq \sqrt{3}\sigma_{ph} \simeq 2\sigma_{ph}$ ) and secondly at least one comparison star is stable. From table (2), it appears that we have no clear variability detection for any of the objects of the sample, with some limited cases for Mrk 478, Mrk 684, Mrk 1392 and NGC 4151, studied further. Figure 3 shows the typical light curves obtained by our algorithm for a non-variable (according to the previous criteria) galaxy, Mrk 590, and 5 comparison stars. The corresponding structure functions are also plotted in Fig. 4. They are all flat (the form of the structure function for  $\tau \geq 100$  is marred by large statistical errors not plotted in the graph) meaning that no continuous trend are present in the data during the period of observations. The light curves of each galaxy and the associated comparison stars are plotted in Fig. 7 at the end of this paper.

Table 2. Relative values of  $\sigma_{obs}$ ,  $\sigma_{ph}$  and  $\sigma_{supp}$  for each galaxy and comparison stars

Name	$\bar{\sigma}_{obs}$ (%)	$\bar{\sigma}_{ph}$ (%)	$\bar{\sigma}_{supp}$ (%)	Name	$\bar{\sigma}_{obs}$ (%)	$\bar{\sigma}_{ph}$ (%)	$\bar{\sigma}_{supp}$ (%)	Name	$\bar{\sigma}_{obs}$ (%)	$\bar{\sigma}_{ph}$ (%)	$\bar{\sigma}_{supp}$ (%)
<b>AKN 120</b>	0.85	0.62	0.51	<b>1H 0510+031</b>	1.64	1.82	0.02	<b>IRAS 15438+2715</b>	0.89	0.44	0.74
star1	0.48	0.35	0.28	star1	0.53	0.55	0.22	star1	0.66	0.36	0.54
star2	0.50	0.28	0.40	star2	0.98	0.78	0.68	star2	0.58	0.27	0.55
star3	0.75	0.38	0.68	star3	1.05	1.25	0.00	star3	0.75	0.41	0.67
star4	0.86	0.49	0.72	star4	1.72	1.40	1.04	star4	0.54	0.30	0.42
<b>Mrk 543</b>	1.54	1.19	0.69	star5	1.52	1.08	1.17	star5	0.97	0.49	0.88
star1	2.15	1.19	1.69	<b>Mrk 1044</b>	0.93	0.68	0.57	<b>NGC 4051a</b>	0.47	0.31	0.38
star2	1.83	1.52	0.46	star1	0.70	0.53	0.40	star1	0.44	0.42	0.17
star3	1.60	1.45	0.33	star2	0.65	0.51	0.34	star2	0.17	0.16	0.06
star4	1.47	1.10	0.84	star3	0.84	0.65	0.50	<b>NGC 4051b</b>	0.98	0.47	0.88
<b>Mrk 1392</b>	0.51	0.16	0.46	star4	0.75	0.41	0.69	star1	0.53	0.60	0.16
star1	0.33	0.16	0.29	<b>Mrk 376</b>	0.83	0.69	0.07	star2	0.21	0.24	0.06
star2	0.36	0.10	0.39	star1	0.97	0.62	0.77	<b>Mrk 590</b>	0.55	0.43	0.20
star3	0.24	0.15	0.18	star2	0.88	0.85	0.14	star1	0.81	0.70	0.43
<b>Mrk 1098</b>	0.53	0.24	0.42	star3	1.37	0.91	1.09	star2	0.63	0.61	0.10
star1	0.55	0.21	0.54	star4	1.53	1.36	0.63	star3	0.80	0.61	0.51
star2	0.49	0.24	0.47	star5	1.59	1.29	1.08	star4	0.80	0.59	0.55
star3	0.45	0.29	0.34	<b>IRAS 04448-0513</b>	0.88	0.83	0.24	star5	0.66	0.49	0.44
star4	0.38	0.19	0.30	star1	0.76	0.59	0.52	<b>PG 0844+349</b>	1.00	0.88	0.48
<b>Mrk 335</b>	1.20	0.96	0.53	star2	0.67	0.62	0.21	star1	0.63	0.57	0.30
star1	0.67	0.65	0.03	star3	0.76	0.74	0.15	star2	1.75	1.58	0.69
star2	0.61	0.53	0.16	star4	0.80	0.56	0.62	star3	0.84	0.81	0.27
star3	0.63	0.46	0.42	star5	0.66	0.50	0.46	star4	1.75	1.66	0.72
<b>Mrk 478</b>	0.53	0.26	0.44	<b>NGC 1019</b>	0.61	0.45	0.34	star5	0.65	0.48	0.46
star1	0.23	0.11	0.21	star1	0.62	0.49	0.28	star6	0.56	0.43	0.37
star2	0.56	0.27	0.52	star2	0.85	0.53	0.64	<b>Mrk 359</b>	0.95	0.30	0.97
star3	0.40	0.20	0.39	star3	0.70	0.54	0.47	star1	0.25	0.24	0.14
<b>MCG+08-11-11a</b>	0.54	0.39	0.35	star4	0.46	0.40	0.02	star2	0.64	0.52	0.55
star1	0.44	0.44	0.23	star5	0.90	0.69	0.65	star3	1.65	0.52	1.85
star2	0.52	0.40	0.36	star6	1.01	0.60	0.82	star4	0.53	0.40	0.40
star3	0.46	0.40	0.23	<b>Mrk 684</b>	0.93	0.25	0.89	star5	0.95	0.39	0.97
star4	0.53	0.37	0.38	star1	0.57	0.13	0.65	star6	0.75	0.43	0.69
<b>MCG+08-11-11b</b>	0.47	0.41	0.17	star2	0.45	0.16	0.17	star7	0.53	0.20	0.53
star1	0.32	0.46	0.00	star3	0.86	0.25	0.94	<b>NGC 4151</b>	0.63	0.18	0.56
star2	0.60	0.41	0.45	<b>Mrk 1383</b>	0.51	0.15	0.45	star1	1.05	0.52	0.99
star3	0.44	0.42	0.09	star1	0.48	0.22	0.44	star2	0.09	0.03	0.30
star4	0.50	0.40	0.29	star2	0.41	0.27	0.31				
<b>Mrk 372</b>	0.78	0.60	0.48	star3	0.29	0.13	0.29				
star1	0.50	0.44	0.29	<b>Mrk 9</b>	0.88	0.80	0.16				
star2	0.50	0.46	0.19	star1	1.24	0.91	0.99				
star3	0.56	0.41	0.38	star2	0.97	0.72	0.61				
star4	0.77	0.73	0.32	star3	0.99	0.50	0.94				
star5	0.72	0.65	0.31	star4	0.72	0.67	0.17				
				star5	1.19	0.71	0.93				

## 4.2. Individual objects

We only presents results for the most interesting objects either because they have a limit variability detection or because they have been previously studied by other authors. We develop succinctly some tests used to confirm or not any variability detection.

## 4.2.1. Mrk 684 and Mrk 1383

These galaxies fulfill the two criteria of variability since  $\sigma_{supp} \geq 3\sigma_{ph}$  and their comparison star 2 is non variable. Yet only one comparison star, in each case, has a flat structure function and the other ones increase with time lag. We suspect that a selection effect may occur in our algorithm (see Section 3.2). Thus, we start again the treatment, including the galaxy in the set of comparison stars. All the new structure functions appear finally stable for all time lags, quashing any variability detection.

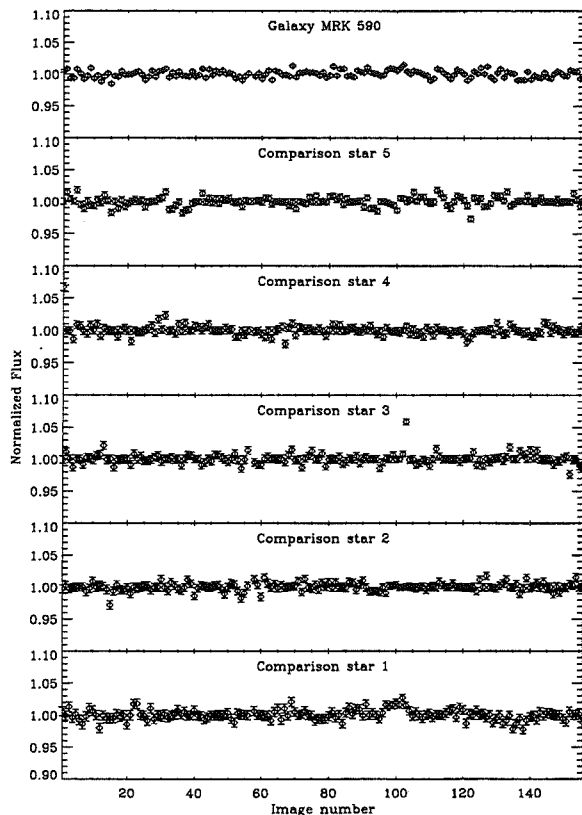


Fig. 3. The typical light curves of a non-variable (during our observations) Seyfert galaxy (here Mrk 590) and 5 comparisons stars used for differential photometry.

#### 4.2.2. Mrk 1392

This galaxy fulfills equally the criteria of variability and its structure function increases slightly during the run whereas the comparison star ones are stable (see Fig. 5). This trend remains even if we include the galaxy in the comparison star. It seems, thus, that Mrk 1392 may be variable but on a timescale larger than the length of the observations ( $\simeq 4$  hours).

#### 4.2.3. NGC 4151

As previously said (see Section 3.2.3), important selection effect may exist in the treatment of this galaxy, since there is only one bright star in the CCD field. To minimize these effects, we repeat the treatment but including the galaxy in the set of comparison stars. The structure function of the galaxy and its diffuse component become stable whereas the star one slightly increases during the run. We have thus to be very careful when using differential photometry with this galaxy, since the nearest bright star seems to be variable on timescale of hours.

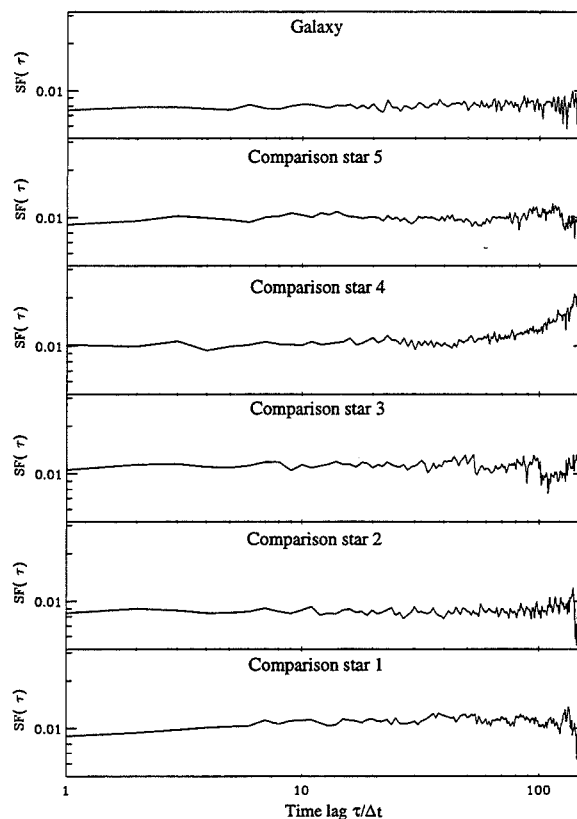


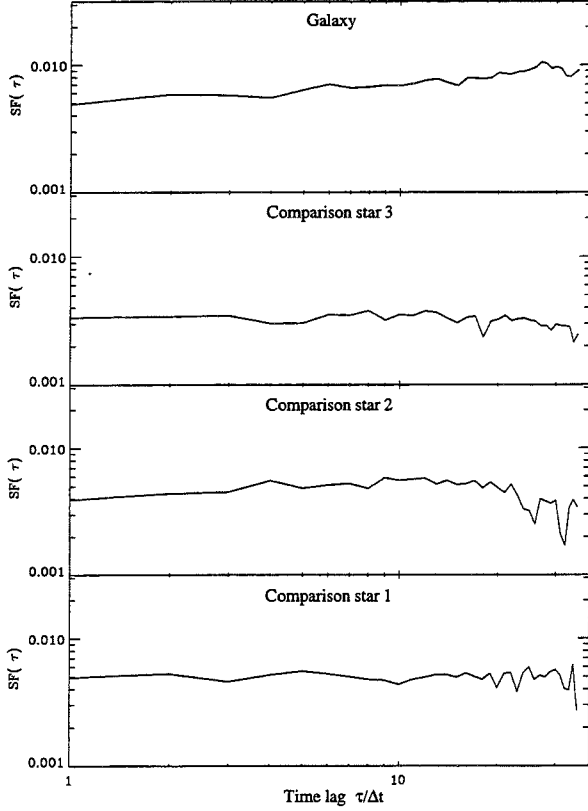
Fig. 4. The corresponding structure functions of Mrk 590 and its associated comparisons stars with a temporal sampling  $\Delta t \simeq 90$  s. No variability time lag appears.

#### 4.3. Infrared observations

Three galaxies of the sample, Mrk 478, Mrk 1392 and Mrk 1098, have been observed simultaneously in I and J bands. We treat the J band data with the same algorithm described in Section 3.2. At this wavelength we are clearly limited by the CCD and sky background noises. We can not obtain precision smaller than 2% and it is in the range 2-5 % in most cases. The results are reported in table 3. Only Mrk 478 fulfills the first variability criterium, since all comparison stars seem variable. But, once again, only two comparisons stars were used and a selection effect occurs. No more variability is detected when the galaxy is included in the set of comparison stars.

### 5. Discussion

The simultaneous observations of NGC 4051 in the IR-optical and X-ray wavebands by Done et al (1990) have given very strong constraints on the spatial distribution of the emitting regions. Effectively, in this object, the limits on the amount of rapid variability in the optical/IR were below 1 and 5 per cent while the X-ray flux continually flickered by up to a factor 2.



**Fig. 5.** The corresponding structure functions of Mrk 1392 and its associated comparisons stars with a temporal sampling  $\Delta t \simeq 300$  s. The structure function of the galaxy increases slightly during the run which may indicate a variability on time scale larger than the length of the observation.

**Table 3.** Same as table 2 but in J band for 3 galaxies of the sample

Name	$\bar{\sigma}_{obs}$ (%)	$\bar{\sigma}_{ph}$ (%)	$\bar{\sigma}_{supp}$ (%)
<b>Mrk 1392</b>	3.55	1.59	2.30
star1	2.68	0.95	3.49
star2	3.86	2.32	2.40
star3	3.02	1.92	0.90
star4	6.63	3.30	6.05
<b>Mrk 478</b>	5.12	1.59	5.12
star1	2.26	0.62	2.07
star2	6.69	1.95	6.43
<b>Mrk 1098</b>	2.71	1.40	2.30
star1	4.31	1.40	3.80
star2	0.70	1.00	3.50
star3	3.02	2.80	0.60

It clearly rules out models in which the IR/optical and X-ray continuum emission are produced in the same region. Nonetheless, the IR/optical continuum could be the sum of two different components. The first one could originate in the outflows observed in most Seyfert galaxies (Wilson 1993, Colbert et al. 1996), through synchrotron process on large scale magnetic field. Due to the large sizes of the flows, we expect no rapid variabilities from this emission. On the contrary, a second component, whose flux is noted  $F_{syn}$ , could be associated with the synchrotron emission of the non-thermal distribution of relativistic electrons producing X-rays, and thus concentrated in a much smaller region. Since rapid X-ray variability is a common features in such objects (Mc Hardy et al. 1985, Mushotzky et al. 1993, Grandi et al. 1992) and is likely associated with instabilities in the source of particles, we expect flickering from this second component too. We assume that its variability amplitude is of the order of the flux, that is  $\sigma(F_{syn}) \simeq F_{syn}$  which seems reasonable since it is the case in the X-ray range (Mushotzky et al. 1993, Ulrich et al. 1997). The treatment allows thus to estimate an upper limit of this variable component by measuring  $\sigma_{supp}$  and therefore to constrain the intrinsic properties of the local environment of the emission region. Our assumptions are presented in the following.

### 5.1. Basic hypotheses

We suppose the non-thermal plasma region to be spherical, with radius  $R$ . As explained above, the particles emit synchrotron radiation in a magnetic field of strength  $B$ . We also assume the electrons density distribution follows a power law with spectral index  $s$ , i.e.  $n(\gamma) = n_0 \gamma^{-s}$ , with  $\gamma_{min} \leq \gamma \leq \gamma_{max} (\gg \gamma_{min})$ . If we assume the magnetic field to be uniform throughout the emitting region and with a random direction in the line of sight, the spectral density of the synchrotron flux received by an observer at a distance  $D$  away, can be approximated by (Blumenthal & Gould 1970):

$$F_{\nu}^{syn} = \begin{cases} E(s) B^{\frac{s+1}{2}} \frac{n_0 R^3}{D^2} \nu^{-\frac{s-1}{2}} & \text{if } \nu_t < \nu < \nu_c \\ 0 & \text{if } \nu_c < \nu \end{cases} \quad (6)$$

In this equation,  $E(s)$  is a function of  $s$  solely,  $\nu_c$  the cut-off frequency of the radiation which depends on the maximum Lorentz factor of the electrons (Blumenthal & Gould 1970, Rybicki & Lightman 1989):

$$\nu_c \simeq \frac{3q}{4\pi mc} \gamma_{max}^2 B. \quad (7)$$

and  $\nu_t$  the synchrotron self-absorption frequency separating the optically thin and optically thick regimes of synchrotron emission (see Pacholczyk 1970).

On the other hand, the same electron population produces X-ray radiation by Inverse Compton (IC) process on UV photons, generally supposed to be produced by an accretion disk. We assume that the UV source is roughly at a distance  $Z$  from the non-thermal plasma. Finally we suppose that the UV photons density can be approximate by a delta function, and thus, at

**Table 4.** Characteristics of 7 galaxies of the sample. The flux density are given in  $10^{-11} \text{ erg.s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , lengths in centimeter and magnetic fields in gauss units. Data are taken from Walter & Fink 1992. The maximum of  $B_{\text{sup}}$  gives an absolute upper limit on the magnetic field in the AGN in order not to detect variability.

Name	$F_X^{2 \text{ keV}}$	$F_{\text{UV}}^{1375 \text{ \AA}}$	$F_{\text{syn}}$	$s$	$R_s$	$R_{\text{var}}$	$\max(B_{\text{sup}})$
Mrk 359	$0.12 \pm 0.01$	$2.76 \pm 0.54$	0.03	0.9	$810^{10}$	-	$2.510^5$
Mrk 590	$1.51 \pm 0.22$	$8.36 \pm 1.08$	0.01	0.9	$610^{11}$	-	$1.610^4$
ARK 120	$1.56 \pm 0.06$	$22.3 \pm 3.3$	0.03	1.1	$210^{12}$	-	$1.910^4$
MCG+08-11-11	$2.55 \pm 0.11$	$1.98 \pm 2.46$	0.01	0.7	$810^{10}$	-	8000
NGC 4051	$0.54 \pm 0.03$	$1.66 \pm 0.44$	0.17	0.65	$610^8$	$910^{12}$	$4.710^6$
Mrk 1383	$0.42 \pm 0.03$	$11.6 \pm 3.9$	0.12	0.9	$810^{12}$	-	$2.410^4$
Mrk 478	$0.41 \pm 0.04$	$7.47 \pm 2.04$	0.008	0.9	$410^{12}$	-	$9.010^3$

the location of the hot source, this density can be expressed as follows:

$$n_{\text{uv}}(\nu) = \frac{F_{\text{uv}} D^2}{h \nu_{\text{uv}} Z^2 c} \delta(\nu - \nu_{\text{uv}}) \quad (8)$$

where  $F_{\text{uv}}$  is the observed UV flux. We can then deduced the X-ray flux received by an observer at a distance  $D$  away (Blumenthal & Gould 1970, Rybicki & Lightman 1989):

$$F_{\nu}^x = F(s) F_{\text{uv}} \frac{n_0 R_s^3}{Z^2} \nu_{\text{uv}}^{\frac{s-3}{2}} \nu^{-\frac{s-1}{2}}. \quad (9)$$

where  $F(s)$  is solely a function of  $s$ . This expression is representative of the common spectrum of Seyfert galaxies between 2-10 keV which is well fitted by a power with mean spectral index  $s \simeq 2.8$  (Mushotzky et al. 1993).

### 5.2. Constraint deduced on $R$ and $Z$

First of all, it seems likely that  $R \geq R_s$ , where  $R_s$  is the Schwarzschild radius of the black hole supposed to power the AGN. We obtain a lower limit for  $R_s$  through the Eddington limit. Assuming  $L_{\text{uv}} = 4\pi D^2 F_{\text{uv}}$  as roughly equal to the bolometric luminosity, it gives:

$$R \geq R_s \geq \frac{L_{\text{uv}} \sigma_t}{2\pi m_p c^3}. \quad (10)$$

On the contrary, the smaller X-ray time variability  $\Delta t_{\text{min}}$  (if known) gives an upper limit for the size of the non-thermal source:

$$R \leq R_{\text{var}} = c \Delta t_{\text{min}}. \quad (11)$$

Finally, we must have at least:

$$Z \geq R. \quad (12)$$

On the other hand, it appears from Eq. (6) that, to observe no synchrotron emission at the I band frequency  $\nu_1$ , a sufficient (but not necessary) condition is  $\nu_1 \geq \nu_c$ , that is the upper cut-off of the spectrum lies below our observed frequency. It gives thus a possible upper limit for the strength of the magnetic field:

$$B \leq B_{\text{cut-off}} \simeq \frac{4\pi m c}{3q} \frac{\nu_1}{\gamma_{\text{max}}^2} = \frac{C_{\text{cut-off}}}{\gamma_{\text{max}}^2}. \quad (13)$$

We can also constraint  $\gamma_{\text{max}}$  since we know that the X-ray spectrum of Seyfert galaxies can be fitted by a power law from  $\simeq 1 \text{ keV}$  to  $\simeq 100 - 500 \text{ keV}$ , where an exponential cut-off is observed (Jourdain et al. 1992; Maisack et al. 1993; Dermer & Gehrels 1995). Since the mean frequency of the soft UV photons is roughly in the range 5 - 50 eV (Walter et al. 1994), the maximum Lorentz factor  $\gamma_{\text{max}}$  of the particles must be in the range 50-300.

Besides, limits on  $\sigma_{\text{supp}}$  resulting from our data analysis (see Section 3) give upper limits on the flux of the variable component  $F_{\text{syn}} = \nu_1 F_{\nu}^{\text{syn}}$  for each galaxy. Consequently, combining Eqs.(6) and (9) we obtain another possible upper limit for the magnetic field:

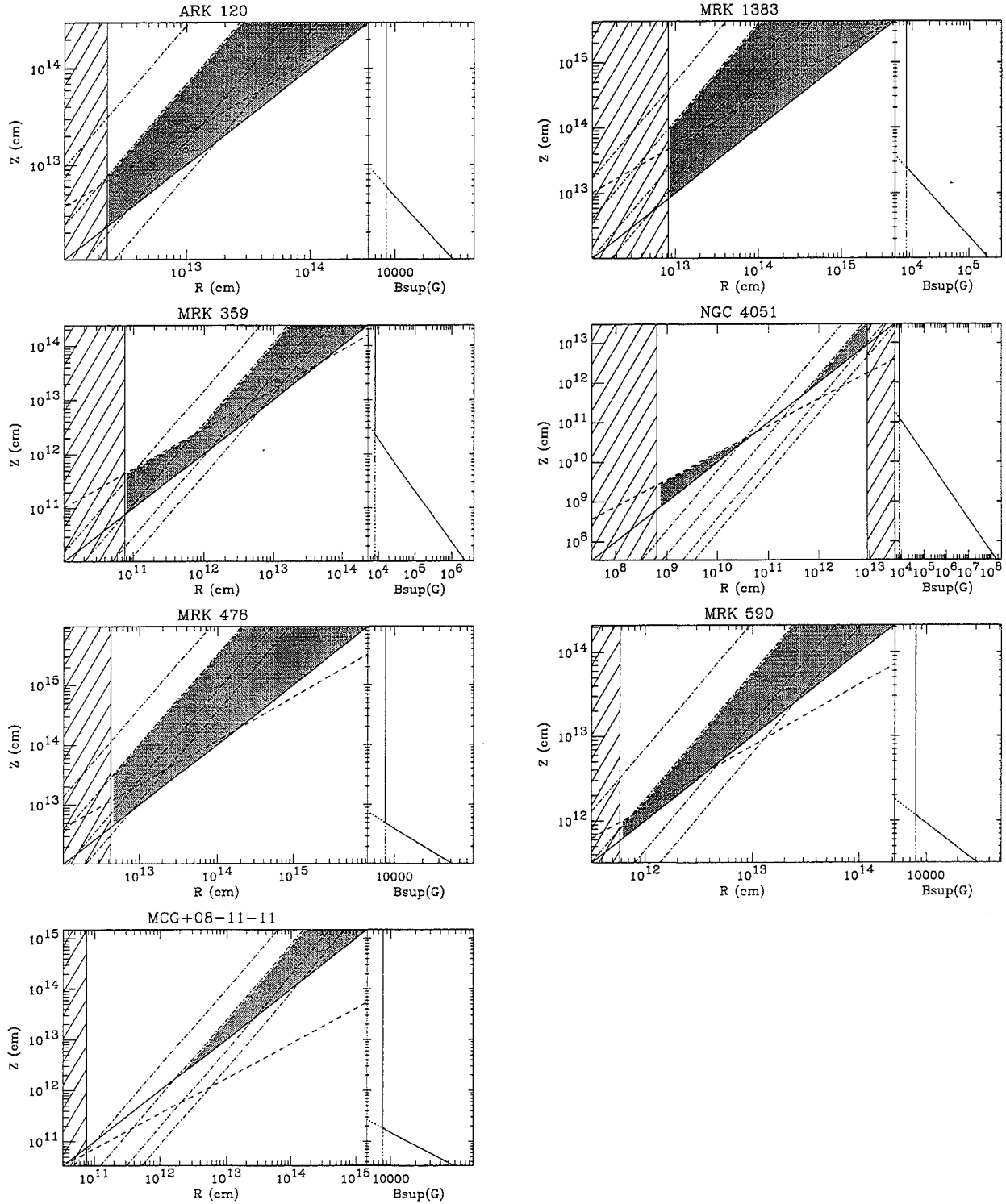
$$B \leq B_{\text{flux}} = \left( \frac{F(s)}{E(s)} \frac{D^2}{Z^2} \frac{F_{\text{syn}} F_{\text{uv}}}{F_X} \left( \frac{\nu_1 \nu_{\text{uv}}}{\nu_X} \right)^{\frac{s-3}{2}} \right)^{\frac{2}{s+1}} = C_{\text{flux}} Z^{-\frac{4}{s+1}} \quad (14)$$

In this equation  $\nu_X$  is the mean X-ray frequency depending on the X-ray data for each objects, and  $F_X = \nu_X F_{\nu_X}^x$  is the associated mean flux. Thus, no microvariability detection in any galaxy of our sample, means that:

$$B \leq \max(B_{\text{cut-off}}, B_{\text{flux}}) = B_{\text{sup}}. \quad (15)$$

We have studied these different constraints for only seven galaxies of our sample whose UV and X-ray luminosity and spectral index are reported in Walter & Fink (1992). These data are gathered together in Table 4, with the corresponding values of  $R_s$ ,  $R_{\text{var}}$ ,  $F_{\text{syn}}$  and  $B_{\text{flux}}$  for each of the galaxies. The galaxy NGC 4051 is the only one for which a variability in the X-ray is known, down to 100 s. As a conservative value to estimate the maximum X-ray size for this galaxy, we use  $\Delta t_{\text{min}} = 300$  s.

Further constraint come from equipartition between particles and magnetic field. Effectively, non-thermal particles need to be accelerated to compensate synchrotron and Inverse Compton losses and magnetic field is generally invoked in the acceleration process (Fermi processes in a shock for example). In this case the magnetic energy density must be equal or larger than the particles energy density. Defining the equipartition value



**Fig. 6.** The left part of each plot gives limits on  $R$  and  $Z$  for 7 galaxies of our sample whose parameters are reported in Table 4. The dash lines represent the equipartition  $B_{eq} = B_{flux}$  (Eq. (18)) whereas the set of dot-dash lines represents the equipartition  $B_{eq} = B_{cut-off}(\gamma_{max})$  for different values of  $\gamma_{max}$  (Eq. (19)). From left to right,  $\gamma_{max} = 50, 100, 200$  and  $300$ , corresponding to  $B_{eq} \simeq 32000$  G,  $8000$  G,  $2000$  G and  $1000$  G. Finally, the solid line refers to the  $Z = R$  (Eq. (12)). For each galaxy, the allowed region is constrained by Eqs. (10), (11), (12), (18) and (19). It is colored in grey in each plot for  $\gamma_{max} = 100$ . Other  $\gamma_{max}$  values would correspond to another dot-dash curve (called type II in the text). The hashed regions are forbidden by Eqs. (10) and (11). On the right part of each graphic, we have plotted  $B_{sup}(Z)$  in solid line. The dot line and three dots-dash line correspond respectively to  $B_{flux}(Z)$  and  $B_{cut-off}(Z)$ . Thus  $B_{sup} = B_{flux}(Z)$  when Eq. (18) applied and  $B_{sup} = B_{cut-off}(Z)$  when Eq. (19) applied



$B_{eq}$  for the magnetic field:

$$\frac{B_{eq}^2}{8\pi} = \frac{n_0 mc^2 \gamma_{min}^{2-s}}{s-2} \quad (16)$$

and deducing  $n_0$  from Eq.(9), we must have finally:

$$B \geq B_{eq} = \left( \frac{8\pi Z^2 mc^2}{(s-2)\gamma_{min}^{2-s} R^3 F(s)} \frac{F_X}{F_{UV}} \left( \frac{\nu_X}{\nu_{UV}} \right)^{\frac{s-3}{2}} \right)^{1/2} \\ = C_{eq} \frac{Z}{R^{3/2}} \quad (17)$$

Inequalities (15) and (17) reduce finally to inequalities between  $Z$  and  $R$ :

$$Z \leq \left( \frac{C_{flux}}{C_{eq}} R^{3/2} \right)^{\frac{s+1}{s-3}} \quad (\text{corresponding to } B_{eq} \leq B_{flux}) \quad (18)$$

or

$$Z \leq \frac{C_{cut-off}}{C_{eq}} \frac{R^{3/2}}{\gamma_{max}^2} \quad (\text{corresponding to } B_{eq} \leq B_{cut-off}) \quad (19)$$

Plots  $Z$  vs.  $R$  of Fig. 6 compiled the constraints described above. We have plotted the curves (type I) corresponding to constraint (18) for each galaxy in dashed line. The second inequality (19) gives a set of limiting curves (type II) on the assumed value of  $\gamma_{max}$ . Since these curves represent the equipartition  $B_{eq} = B_{cut-off}(\gamma_{max})$ , they can also be considered as isocontours of  $B_{eq}(R, Z)$ . We have plotted type II curves corresponding, from left to right, to  $\gamma_{max} = 50, 100, 200, 300$ , which correspond to  $B_{eq} = 32000 G, 8000 G, 2000 G$  and  $1000 G$ . The diagrams must be read as follows:

1. For each galaxy, the allowed region is constrained by Eqs. (10), (11), (12), (18) and (19). It is colored in grey in each plot for  $\gamma_{max} = 100$ . Other  $\gamma_{max}$  values would correspond to another curve of type II. The hashed regions are forbidden by Eqs. (10) and (11).
2. At a given point inside the allowed region, a lower limit of  $B$  is given by  $B_{eq}$ , represented by the type II curve passing through this point. An upper limit is given by  $B_{flux}$  if Eq. (18) applies or by  $B_{cut-off}$  if Eq. (19) applies.  $B_{flux}$ ,  $B_{cut-off}$  and  $B_{eq}$  are plotted on the right of each graphic. The equality  $B_{flux} = B_{cut-off}$  is realized, for a given assumed value of  $\gamma_{max}$ , when type I and type II curves intersect. An absolute maximum of the magnetic field is obtained for the smaller value of  $Z$  in the allowed region. This value is also reported in Table 4.

An allowed region exists for each galaxy, with a critical case for NGC 4051, where the space parameter is strongly constrained. However our results for this galaxy disagree with those of Celotti et al. (1991), since if we assume, like them, that the size of the X-ray region is strictly equal to  $R_{var}$ , we are inside the allowed region for non-thermal models. But these results need to be used with care, in the case of this galaxy, since it seems unlikely for  $R$  and  $Z$  to be so fine tuned. These different results are obviously affected by the lack of simultaneous X-ray

and Optical-UV data and constraints could be tightened if rapid X-ray variability were detected for most of these objects. It appears however that non-thermal model can not be ruled out by our data and can still explain the high energy spectra of Seyfert galaxies.

## 6. Conclusion

Upper limits on optical microvariabilities in a large sample of 22 Seyfert galaxies have been obtained, using differential photometry. We have developed a new method of analysis minimizing the influence of possible variability of the comparison stars. We thus obtain precision on our variability detection smaller than 1% and in most cases about 0.5%. We do not detect variability in any of our objects, with a possible trend of several hours in Mrk 359. In the hypothesis where variable optical emission would be due to synchrotron radiation from the non-thermal electron population which we suppose to be responsible for the X-ray emission, these results enable us to constraint intrinsic properties of the local environment of the non thermal source. Upper limits on our variability detection and equipartition hypothesis between magnetic field and particle, restrain the possible values of the size  $R$  of the non thermal source, its distance  $Z$  from the UV emission region and fix upper and lower limits for the magnetic field.

**Acknowledgements:** We are grateful to the referee, Prof. Gopal Krishna, for his precious comments and really careful reading of the manuscript. We feel that his suggestions and criticisms have certainly improved this paper.

## References

- Aslanov A. A., Kolosov, D. E., Lipunova, N. A., et al., 1989, *SvAL* 15, 132
- Barr P., Willis A.J., Wilson R., 1983, *MNRAS* 203, 201
- Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Rev. Mod. Phys.* 42, 237
- Carini, M. T. 1990, The time scales of the optical variability of blazars, Ph.D. Thesis, 11
- Carini, M. T., et al., 1991, *AJ* 101, 1196
- Carini, M. T., Miller, H. R., Noble, J. C., et al., 1992, *AJ* 104, 15
- Celotti, A., Ghisellini, G., Fabian A. C., 1991, *MNRAS* 251, 529
- Chakrabarti S. K. & Wiita P. J., 1993, *ApJ* 411, 602
- Colbert, E. J. M., Baum, S. A., Gallimore, J. F., O'Dea, C. P., & Christensen, J. A. 1996, *ApJ* 467, 551
- Cruz-González, I., Carrasco, L., Ruiz, E., et al., 1993, *Rev. Mex. Astron. Astrof.* 29, 197
- Dermer C.D., Gehrels N., 1995, *ApJ* 447, 103
- Done C., Ward M. J., Fabian A. C., et al., 1990, *MNRAS* 243, 713
- Doroshenko, V. T., Lyutyí V. M., Sillanpää, A., Valtaoja, E., 1992, in *Variability of Blazars*, eds. E. Valtaoja & M. Valtonen (Cambridge: University Press), p. 358
- Dultzin-Hacyan, D., Schuster, W., Parrao, L., et al., 1992, *AJ* 103, 1769
- Dultzin-Hacyan, Ruelas-Mayorga, A., Costero, R., 1993, *Rev. Mex. Astron. Astrof.* 25, 143
- Ginzburg V. L. and Syrovatskii S. I., 1965, *ARAA* 3, 297

- Gopal-Krishna, Ram Sagar, Wiita P. J., 1995, MNRAS 274, 701  
 Gopal-Krishna, Wiita P. J., 1992, A&A 259, 109  
 Gopal-Krishna, Ram Sagar, Wiita P. J., 1993, MNRAS 262, 969  
 Grandi, P., Tagliaferri, G., Giommi, P., Barr, P., & Palumbo, G. G. C. 1992, ApJS, 82, 93  
 Haardt F. & Maraschi L., 1991, ApJ 380, 51  
 Henri G. & Petrucci P. O., 1997, A&A 326, 87  
 Hunt, L. K., Mannucci, F., Salvati, M., & Stanga, R. M. 1992, A&A, 257, 434  
 Jang M. & Miller H. R., 1995, ApJ 452, 582  
 Jang M. & Miller H. R., 1997, AJ 114 (2), 565  
 Jourdain E., et al., 1992a, A&A 256, L38  
 Koenig M., Staubert R., Wilms J., 1997, A&A 326, L25  
 Landolt A. U., 1992, AJ 104, 340  
 Lyutyi V. M., Doroshenko, V. T., 1993, SvAL 19, 405  
 Lyutyi V. M., Aslanov A. A., Khruuzina T. S., et al., 1989, SvAL 15, 247  
 Lawrence A., Giles A. B., Mc Hardy I. M. and Cooke B. A., 1981, MNRAS 195, 149  
 Malaguti G., Bassani L., Caroli E., 1994, ApJS 94, 517  
 McHardy I., 1985, SSRv 40, 559  
 Maisack M., et al., 1993, ApJ 407, L61  
 Mangalam A. V., Wiita P. J., 1993, ApJ 406, 420  
 Miller H. R., Carini M. T., Noble J. C., Webb J. C., Wiita P. J., 1992, in Variability of Blazars, eds. E. Valtaoja & M. Valtonen (Cambridge: University Press), p. 320  
 Mushotzky, R. F., Done, C., & Pounds, K. A. 1993, ARAA 31, 717  
 Paltani S. et al., 1997, A&A 327, 539  
 Pacholczyk, A. G. 1970, Radio Astrophysics (W. H. Freeman: San Francisco)  
 Qian S. J., Quirrenbach A., Witzel A., et al., 1991, A&A 241, 15  
 Véron-Cetty M.-P., Véron P., 1989, ESO Sci. Rep. No. 13  
 Rabette 1998, A&AS, in press  
 Rutman J., 1978, Proc. IEEE 66, 1048  
 Rybicki, G., B. & Lightman, A., P., 1979, in Radiative processes in Astrophysics, Wiley-interscience, New-York.  
 Simonetti J.H., Cordes J.M. & Heeschen D.S., 1985, ApJ 296, 46  
 Ulrich, M. H., Maraschi, L., Megan, C., 1997, ARA&A 35, 445  
 Wagner S., 1992, in Variability of Blazars, eds. E. Valtaoja & M. Valtonen (Cambridge: University Press), p. 346  
 Walter R. & Courvoisier T. J.-L., 1992, A&A 266, 65-71  
 Walter R. & Fink H. H., 1993, A&A 274, 105  
 Walter et al., 1994, A&A 285, 119  
 Wiita P. J., Miller H. R., Carini M. T., Rosen A., 1991, in structure and Emission Properties of Accretion, IAU Colloquium No. 129, edited by J. P. Lasota et al. (Editions Frontieres, Gif sur Yvette), p. 557  
 Wiita P. J., Miller H. R., Gupta N., Chakrabarti S. K., 1992, in Variability of Blazars, eds. E. Valtaoja & M. Valtonen (Cambridge: University Press), p. 311  
 Wilson, A. S. 1993, in Astrophysical Jets, ed. D. Burgarella, M. Livio & C.P. O'Dea (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 121  
 Zdziarski, A. A., Fabian, A. C., Nandra, K., 1994 MNRAS 269, L55

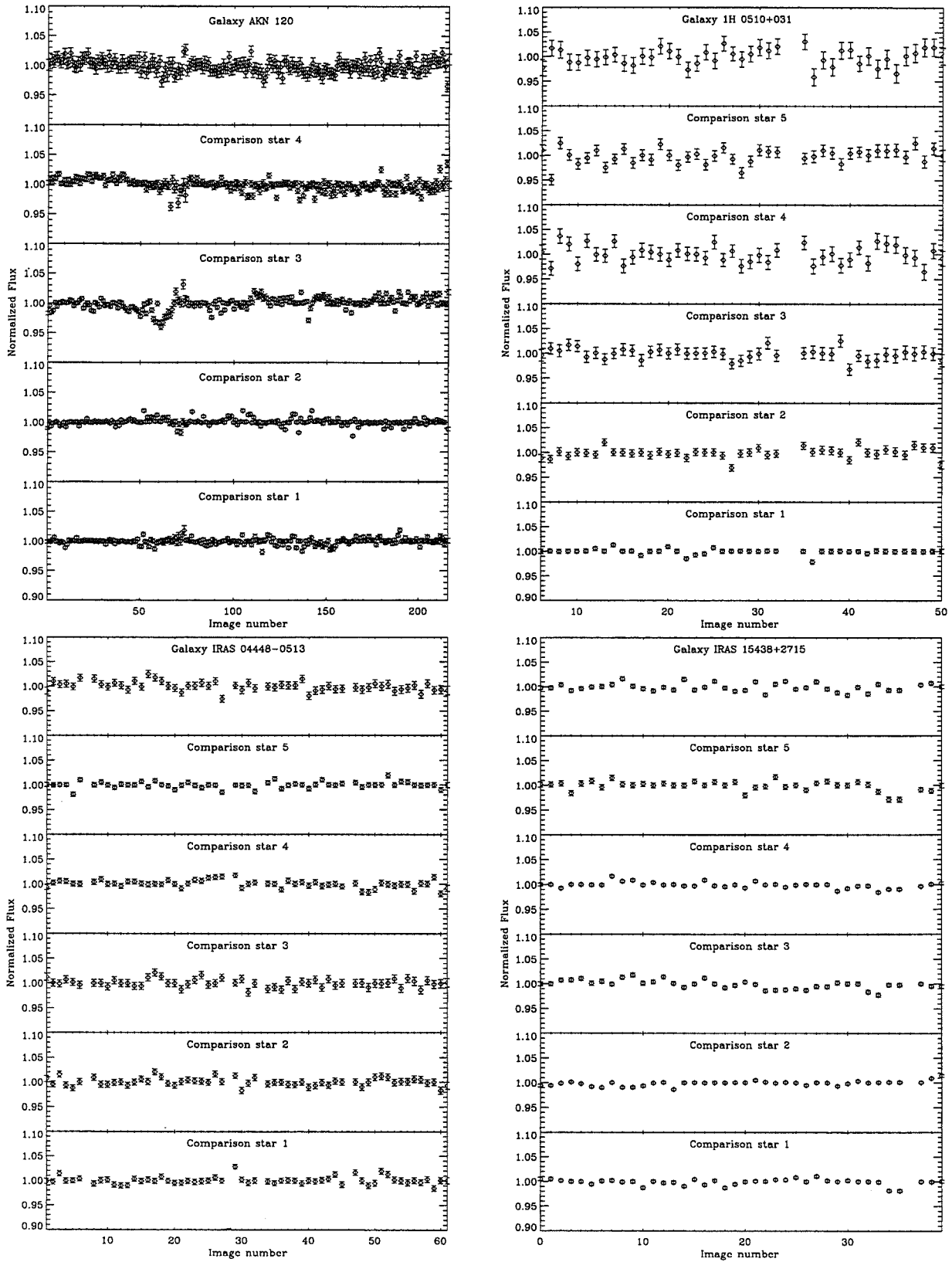


Fig. 7. Light curves of the different galaxies and associated comparison stars of the sample.

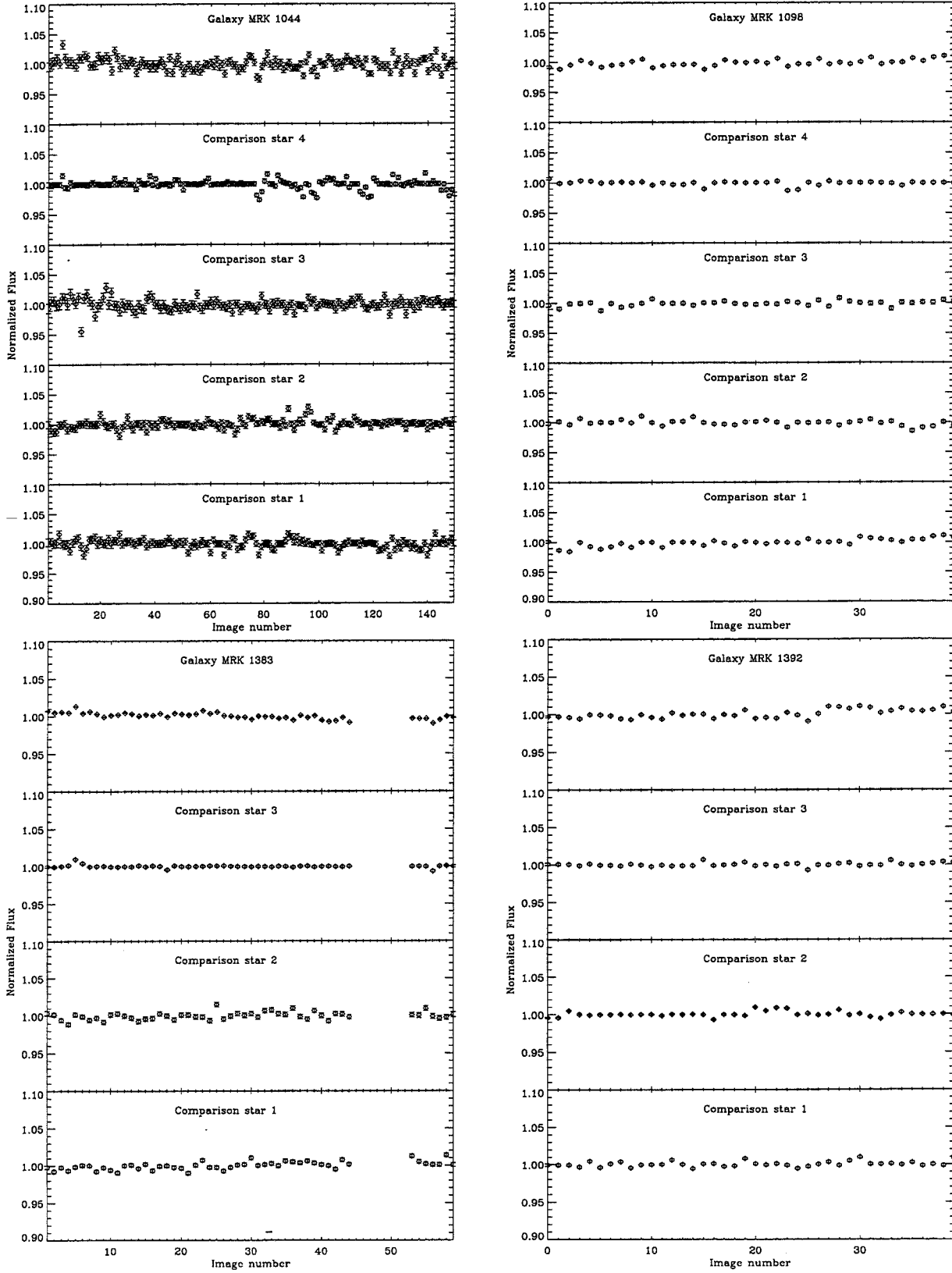


Fig. 7. To be continued.

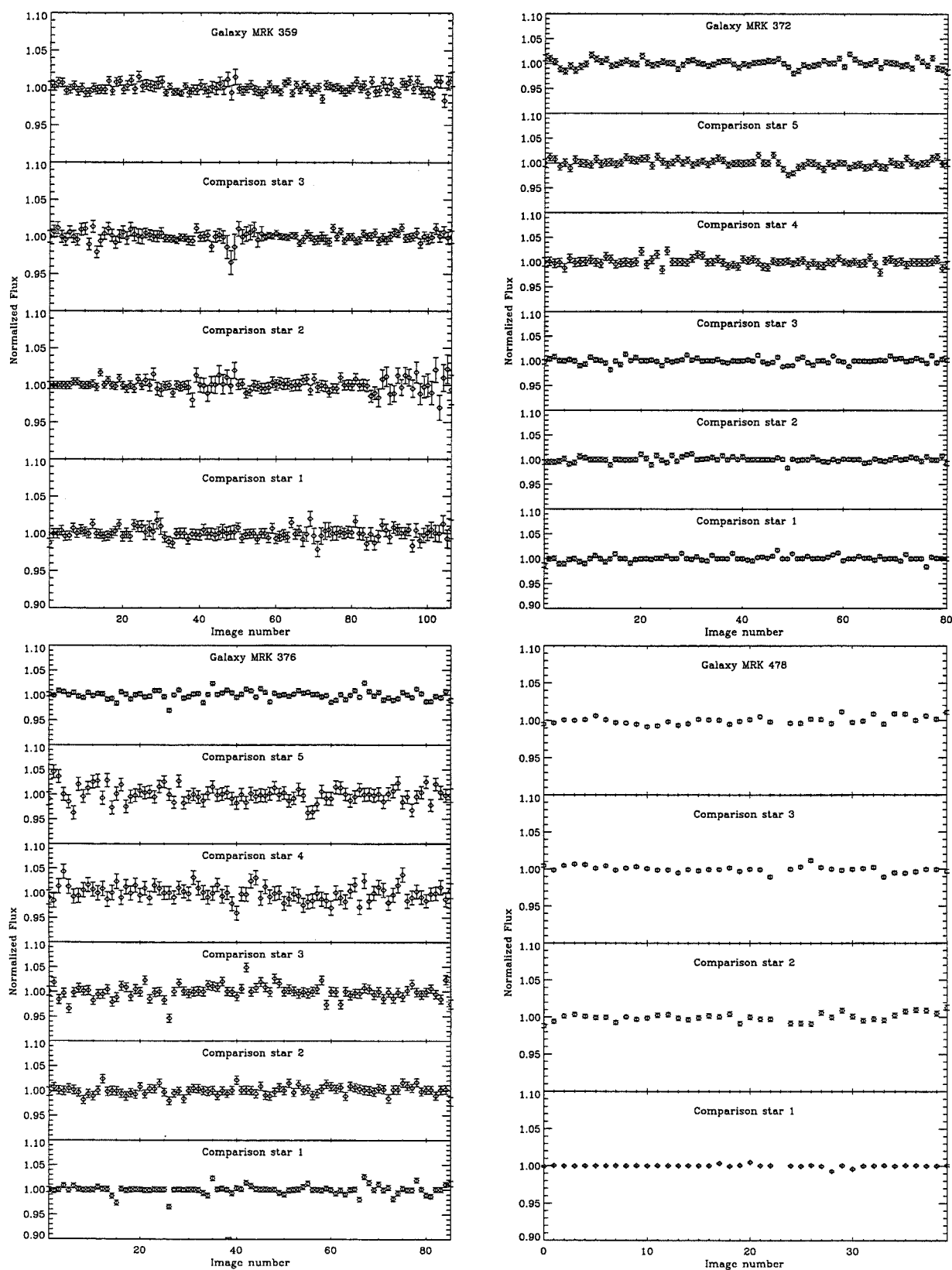


Fig. 7. To be continued.

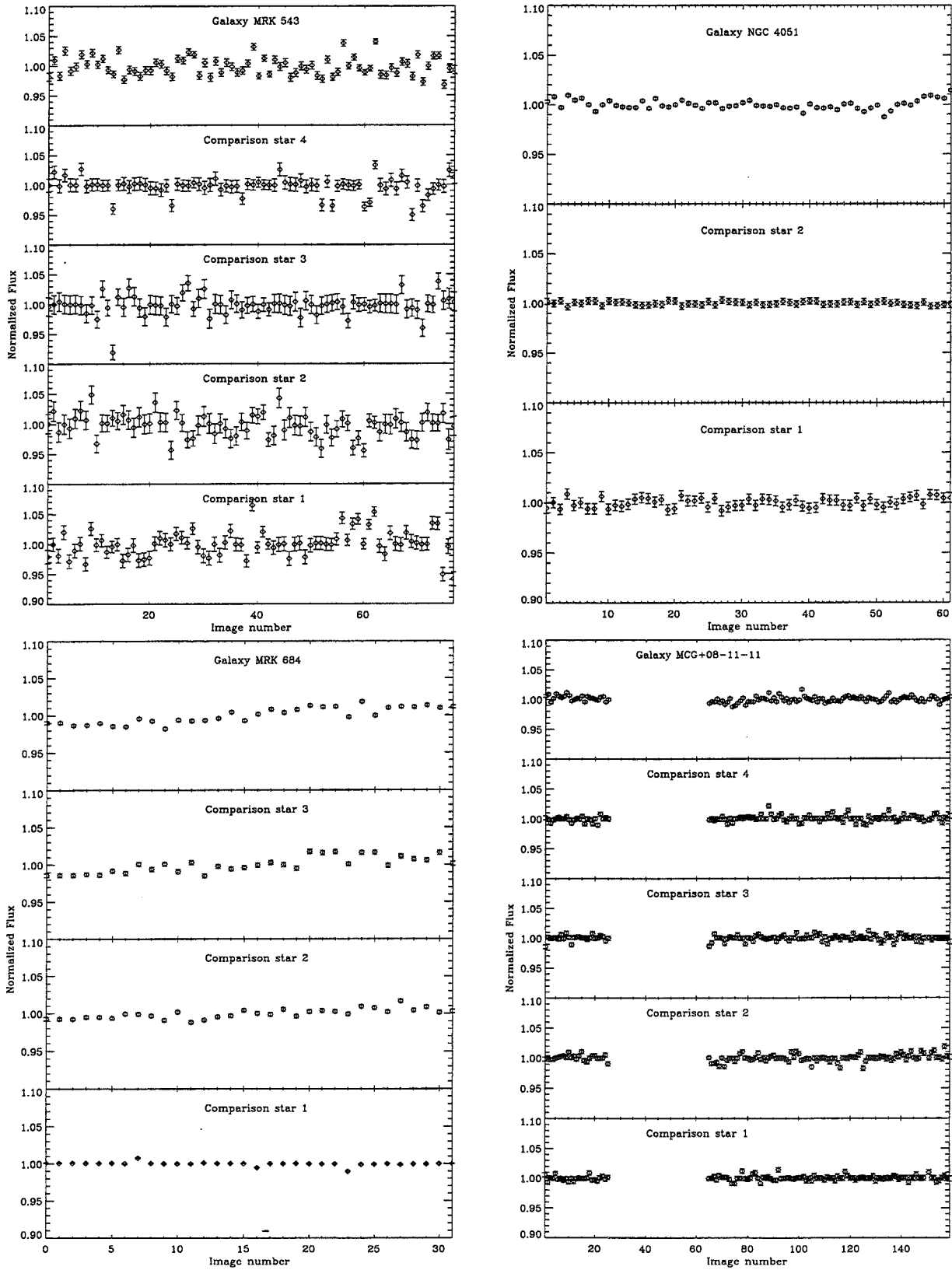


Fig. 7. To be continued.

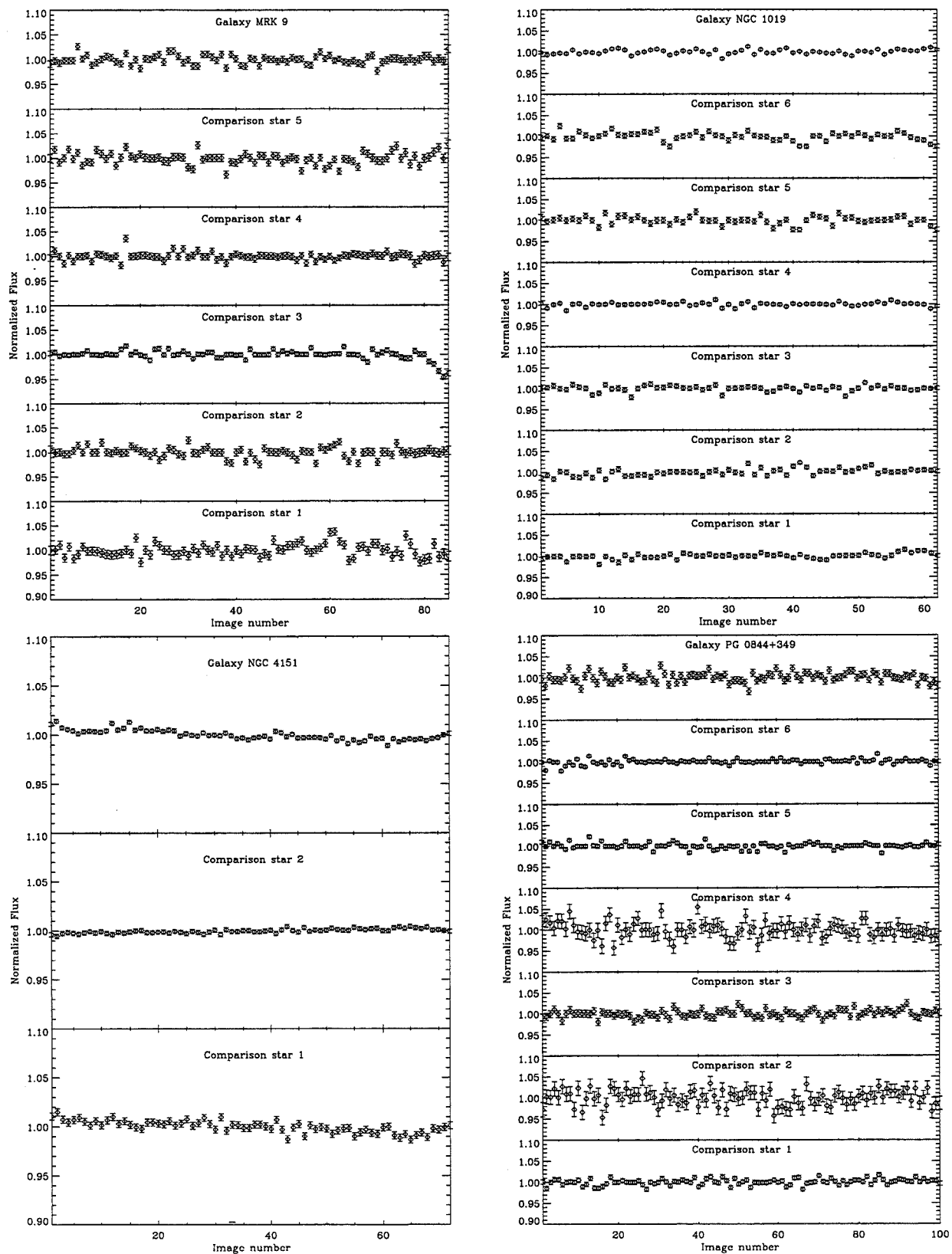


Fig. 7. To be continued.

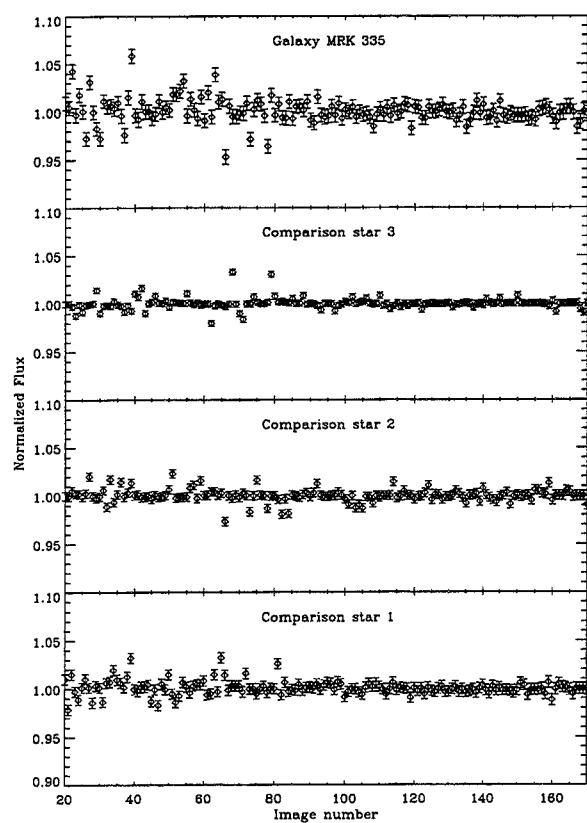


Fig. 7. To be continued.



# Conclusion

Depuis quelques années, la plupart des modèles de galaxies de Seyfert propose une origine thermique à leur émission haute énergie. Cette étude a montré qu'un modèle non-thermique peut également rendre compte des différentes caractéristiques observationnelles de ces objets. Nous avons vu, dans un premier temps, les particularités du modèle de réillumination anisotrope. Ce dernier suppose la présence d'une source de particules relativistes placée à une hauteur de quelques rayons de Schwarzschild au-dessus d'un disque d'accrétion. Cette géométrie impose une forte anisotropie du rayonnement perçu par la source en provenance du disque, ce qui nécessite un traitement approprié du processus Compton Inverse au niveau de la source. Ce modèle prévoit ainsi une forte réillumination du disque qui peut expliquer les rapports  $L_{UV}/L_X$  supérieurs à 1 dans certains objets.

L'étude théorique précise de ce modèle nous a permis, par la suite, de collaborer avec Julien Malzac et Elisabeth Jourdain, du CESR, afin de rajouter les composantes en réflexion dans nos spectres synthétiques. Nous avons donc pu ajuster les données de 4 galaxies de Seyfert avec un bon accord, dont celui de NGC 5548 de l'UV aux X durs. La forte anisotropie du rayonnement X prédit par notre modèle nécessite cependant, pour ajuster le faible excès en réflexion généralement observé, de prendre des angles d'inclinaison très élevés, de l'ordre de  $80^\circ$ . C'est un résultat qui semble peu probable et qu'il nous ait difficile d'expliquer sans modifier certaines des hypothèses de notre modèle de départ. Il est ainsi possible qu'une partie de la surface du disque d'accrétion soit ionisée, limitant l'absorption de la composante en réflexion à basse énergie et donc atténuant, paradoxalement, l'excès prédit aux alentours de quelques dizaines de keV. C'est un axe de recherche sur lequel nous allons travailler par la suite.

Une troisième partie théorique importante de cette thèse a été consacrée à l'étude précise du choc donnant naissance à la source non-thermique. Nous avons montré que la combinaison des processus de Fermi du premier et du second ordre ainsi que des pertes radiatives permet de former une distribution de particules relativistes en loi de puissance avec une coupure exponentielle à haute énergie, en accord avec le spectre X des galaxies de Seyfert. Les valeurs de l'indice spectral et du facteur de Lorentz de coupure dépendent cependant de paramètres difficiles à contraindre comme le rapport de la pression de la composante relativiste sur la pression du plasma thermique du jet, où l'indice du spectre d'ondes d'Alfvén. On prédit néanmoins de manière raisonnable les valeurs observées. D'un autre côté, notre modèle ne nécessite pas, à-priori, la présence de paires électrons-positrons. On ne prédit donc pas de

forte raie d'annihilation, en accord avec les observations du satellite OSSE.

J'ai pu, finalement, compléter ces différents travaux théoriques par l'observation optique d'une vingtaine de galaxies de Seyfert. Le but de ces observations était de rechercher des microvariabilités optiques à l'échelle de la minute et avec une précision inférieure au pourcent. Nous n'avons obtenu aucune détection positive ce qui nous a permis de contraindre, dans le cadre de notre modèle non-thermique, différents paramètres physiques (comme l'intensité du champ magnétique) et géométriques (comme la taille de la source X, et sa hauteur au dessus du disque) caractérisant la région centrale des galaxies de Seyfert.

## Références Bibliographiques

- Adams, T. 1977, *Astrophysical Journal, Supplement* **33**, 19.
- Alloin, D., Clavel, J., Peterson, B. M., Reichert, G. A. *et al.* 1994, The international AGN watch: A multiwavelength monitoring consortium, dans *The international AGN watch: A multiwavelength monitoring consortium*.
- Alloin, D., Pelat, D., Phillips, M. et Whittle, M. 1985, Recent spectral variations in the active nucleus of NGC 1566, *Astrophysical Journal* **288**, 205.
- Alloin, D., Santos-Lleo, M., Peterson, B. M., Wamsteker, W. *et al.* 1995, A snapshot of the continuous emission of the active galactic nucleus in NGC 3783 from gamma-ray to radio wavelengths., *Astron. & Astrophys.* **293**, 293.
- Antonucci, R. 1993, Unified models for active galactic nuclei and quasars, *Annual Review of Astron and Astrophys* **31**, 473.
- Antonucci, R. R. J. 1982, Optical polarization position angle versus radio source axis in radio galaxies, *Nature* **299**, 605+.
- Antonucci, R. R. J., Kinney, A. L. et Ford, H. C. 1989, The Lyman edge test of the quasar emission mechanism, *Astrophysical Journal* **342**, 64.
- Antonucci, R. R. J. et Miller, J. S. 1985, Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068, *Astrophysical Journal* **297**, 621.
- Arnaud, K. A. 1996, XSPEC: The First Ten Years, *ASP Conf. Ser. 101: Astronomical Data Analysis Software and Systems V* **5**, 17+.
- Arnaud, K. A., Branduardi-Raymont, G., Culhane, J. L., Fabian, A. C. *et al.* 1985, Exosat observations of a strong soft X-ray excess in MKN 841, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **217**, 105.
- Aslanov, A. A., Kolosov, D. E., Lipunova, N. A. et Lyutyi, V. M. 1989, A SEARCH FOR RAPID VARIABILITY IN THE SEYFERT NUCLEUS NGC7469, *Soviet Astronomy Letters* **15**, 132+.
- Balbus, S. A. et Hawley, J. F. 1991, A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I - Linear analysis. II - Nonlinear evolution, *Astrophysical Journal* **376**, 214.
- Band, D. L. 1987, On nonthermal models for active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **321**, 80.
- Bardeen, J. M., Press, W. H. et Teukolsky, S. A. 1972, ROTATING BLACK HOLES: LOCALLY NONROTATING FRAMES, ENERGY EXTRACTION, AND SCALAR SYNCHROTRON RADIATION, *Astrophysical Journal* **178**, 347.
- Barvainis, R. 1987, Hot dust and the near-infrared bump in the continuum spectra of quasars and active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **320**, 537.
- Barvainis, R. 1990, On the optical-to-far-infrared spectral energy distributions of radio-quiet quasars, *Astrophysical Journal* **353**, 419.
- Barvainis, R. 1993, Free-free emission and the big blue bump in active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **412**, 513.
- Baum, S. A., O'Dea, C. P., Dallacassa, D., De Bruyn, A. G. *et al.* 1993, Kiloparsec-Scale Radio Emission in Seyfert Galaxies: Evidence for Starburst-driven Superwinds?, *Astrophysical Journal* **419**, 553+.
- Begelman, M. C. 1985, Accretion disks in active galactic nuclei, dans *Astrophysics of active galaxies and quasi-stellar objects (A86-41076 19-90)*. Mill Valley, CA, University Science Books, 1985, p. 411-452. Research supported by Ball Corp., pp. 411-452.
- Bell, A. R. 1978a, The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **182**, 147.

- Bell, A. R. 1978b, The acceleration of cosmic rays in shock fronts. II, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **182**, 443.
- Berriman, G., Schmidt, G. D., West, S. C. et Stockman, H. S. 1990, An optical polarization survey of the Palomar-Green bright quasar sample, *Astrophysical Journal, Supplement* **74**, 869.
- Blandford, R. et Eichler, D. 1987, PARTICLE ACCELERATION AT ASTROPHYSICAL SHOCKS - A THEORY OF COSMIC-RAY ORIGIN, *Phys. Rep.* **154**, 1+.
- Blandford, R. D. et McKee, C. F. 1982, Reverberation mapping of the emission line regions of Seyfert galaxies and quasars, *Astrophysical Journal* **255**, 419.
- Blandford, R. D., Netzer, H., Woltjer, L., Courvoisier, T. J. L. et al. 1990, Active Galactic Nuclei, dans *Saas-Fee Advanced Course 20. Lecture Notes 1990. Swiss Society for Astrophysics and Astronomy, XII*, 280 pp. 97 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- Blandford, R. D. et Ostriker, J. P. 1978, Particle acceleration by astrophysical shocks, *Astrophysical Journal, Letters* **221**, L29.
- Blumenthal, G. R. et Gould, R. J. 1970, Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation, and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases, *Reviews of Modern Physics* **42**, 237.
- Bollea, D. et Cavaliere, A. 1976, The spectrum of IR radiation from dust clouds, *Astron. & Astrophys.* **49**, 313.
- Boller, T., Brandt, W. N., Fabian, A. C. et Fink, H. H. 1997, ROSAT monitoring of persistent giant and rapid variability in the narrow-line Seyfert 1 galaxy IRAS 13224-3809, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **289**, 393.
- Boller, T., Brandt, W. N. et Fink, H. 1996, Soft X-ray properties of narrow-line Seyfert 1 galaxies., *Astron. & Astrophys.* **305**, 53+.
- Brandt, N. et Boller, T. 1998, Ultrasoft narrow-line Seyfert 1 galaxies and X-ray surveys, *Astronomische Nachrichten* **319**, 7+.
- Brandt, W. N., Fabian, A. C. et Pounds, K. A. 1996a, ROSAT PSPC observations of the infrared quasar IRAS 13349+2438: evidence for a warm absorber with internal dust., *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **278**, 326.
- Brandt, W. N., Mathur, S. et Elvis, M. 1997, A comparison of the hard ASCA spectral slopes of broad- and narrow-line Seyfert 1 galaxies, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **285**, L25.
- Brandt, W. N., Pounds, K. A., Fink, H. et Fabian, A. C. 1996b, Large X-ray outburst in the ultrasoft WFC AGN Zwicky 159.034 (IC 3599, RE J 1237+264), dans *Proc. 'Röntgenstrahlung from the Universe', eds. Zimmermann, H.U.; Trümper, J.; and Yorke, H.; MPE Report 263, p. 429-430*, pp. 429-430.
- Bromley, B. C., Miller, W. A. et Pariev, V. I. 1998, The inner edge of the accretion disk around a supermassive black hole., *Nature* **391**, 54.
- Brunner, H., Mueller, C., Friedrich, P., Doerrer, T. et al. 1997, UV to X-ray spectra of radio-quiet quasars. Comparison with accretion disk models., *Astron. & Astrophys.* **326**, 885.
- Capetti, A., Axon, D. J., Kukula, M., Macchetto, F. et al. 1995a, The Emission-Line Jet in Markarian 6\*, *Astrophysical Journal, Letters* **454**, L85.
- Capetti, A., Axon, D. J., Macchetto, F., Sparks, W. B. et al. 1996, Radio Outflows and the Origin of the Narrow-Line Region in Seyfert Galaxies, *Astrophysical Journal* **469**, 554+.
- Capetti, A., Macchetto, F., Axon, D. J., Sparks, W. B. et al. 1995b, The Morphology of the Narrow-Line Region of Markarian 3, *Astrophysical Journal* **448**, 600+.
- Carini, M. T., Miller, H. R., Noble, J. C. et Sadun, A. C. 1991, The timescales of the optical variability of blazars. II - AP Librae, *Astronomical Journal* **101**, 1196.

- Carleton, N. P., Elvis, M., Fabbiano, G., Willner, S. P. *et al.* 1987, The continuum of type 1 Seyfert galaxies. II - Separating thermal and nonthermal components, *Astrophysical Journal* **318**, 595.
- Celotti, A., Ghisellini, G. et Fabian, A. C. 1991, On the magnetic energy density in the X-ray emission region of Active Galactic Nuclei, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **251**, 529.
- Chakrabarti, S. K. et Wiita, P. J. 1993, Spiral shocks in accretion disks as a contributor to variability in active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **411**, 602.
- Chandrasekhar, S. 1960, Radiative transfer, dans *New York: Dover, 1960*.
- Chen, K. et Halpern, J. P. 1989, Structure of line-emitting accretion disks in active galactic nuclei - Arp 102B, *Astrophysical Journal* **344**, 115.
- Chevalier, R. A. et Clegg, A. W. 1985, Wind from a starburst galaxy nucleus, *Nature* **317**, 44+.
- Clarke, C. J., Kinney, A. L. et Pringle, J. E. 1998, An Investigation into the Geometry of Seyfert Galaxies, *Astrophysical Journal* **495**, 189+.
- Clavel, J., Nandra, K., Makino, F., Pounds, K. A. *et al.* 1992, Correlated hard X-ray and ultraviolet variability in NGC 5548, *Astrophysical Journal* **393**, 113.
- Clavel, J., Reichert, G. A., Alloin, D., Crenshaw, D. M. *et al.* 1991, Steps toward determination of the size and structure of the broad-line region in active galactic nuclei. I - An 8 month campaign of monitoring NGC 5548 with IUE, *Astrophysical Journal* **366**, 64.
- Clavel, J., Wamsteker, W. et Glass, I. S. 1989, Hot dust on the outskirts of the broad-line region in Fairall 9, *Astrophysical Journal* **337**, 236.
- Cohen, R. D., Puetter, R. C., Rudy, R. J., Ake, T. B. *et al.* 1986, Variability of Markarian 1018 - Seyfert 1.9 to Seyfert 1, *Astrophysical Journal* **311**, 135.
- Colbert, E. J. M., Baum, S. A., Gallimore, J. F., O'Dea, C. P. *et al.* 1996a, Large-Scale Outflows in Edge-on Seyfert Galaxies. II. Kiloparsec-Scale Radio Continuum Emission, *Astrophysical Journal* **467**, 551+.
- Colbert, E. J. M., Baum, S. A., Gallimore, J. F., O'Dea, C. P. *et al.* 1996b, Large-Scale Outflows in Edge-on Seyfert Galaxies. I. Optical Emission-Line Imaging and Optical Spectroscopy, *Astrophysical Journal, Supplement* **105**, 75+.
- Colbert, E. J. M., Baum, S. A., O'Dea, C. P. et Veilleux, S. 1998, Large-Scale Outflows in Edge-on Seyfert Galaxies. III. Kiloparsec-Scale Soft X-Ray Emission, *Astrophysical Journal* **496**, 786+.
- Collin-Souffrin, S. 1991, On the origin of the optical and UV continuum in active galactic nuclei, *Astron. & Astrophys.* **249**, 344.
- Collin-Souffrin, S., Czerny, B., Dumont, A. M. et Zycki, P. T. 1996, Quasi-spherical accretion of optically thin clouds as a model for the optical/UV/soft X-ray emission of AGN., *Astron. & Astrophys.* **314**, 393.
- Collin-Souffrin, S. et Dumont, A. M. 1989, Emission spectra of weakly photoionized media in active nuclei of galaxies, *Astron. & Astrophys.* **213**, 29.
- Collin-Souffrin, S. et Joly, M. 1991, Disks and Broad Line Regions, dans *Physics of Active Galactic Nuclei*, Eds. Duschl W. J., Wagner S. J., Springer-Verlag.
- Cooke, B. A., Ricketts, M. J., Maccacaro, T., Pye, J. P. *et al.* 1978, The Ariel V /SSI/ catalogue of high galactic latitude /absolute value of b greater than 10 deg/ X-ray sources, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **182**, 489.
- Crenshaw, D. M., Rodriguez-Pascual, P. M., Penton, S. V., Edelson, R. A. *et al.* 1996, Multiwavelength Observations of Short-Timescale Variability in NGC 4151. I. Ultraviolet Observations, *Astrophysical Journal* **470**, 322+.
- Czerny, B., Jaroszynski, M. et Czerny, M. 1994, CONSTRAINTS ON THE SIZE OF THE EMITTING REGION IN AN ACTIVE GALACTIC NUCLEUS, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **268**, 135+.

- Czerny, B. et Zycki, P. T. 1994, Weak soft X-ray excesses need not result from the high-frequency tail of the optical/ultraviolet bump in active galactic nuclei, *Astrophysical Journal, Letters* **431**, L5.
- Dabrowski, Y., Fabian, A. C., Iwasawa, K., Lasenby, A. N. *et al.* 1997, The profile and equivalent width of the X-ray iron emission line from a disc around a Kerr black hole, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **288**, L11.
- De Vaucouleurs, G. et De Vaucouleurs, A. 1968, Proceedings of the Conference on Seyfert Galaxies and Related Objects: 12. Photographic, Photometric, and Spectroscopic Observations of Seyfert Galaxies, *Astronomical Journal* **73**, 858+.
- Dietrich, M., Kollatschny, W., Alloin, D., Aretxaga, I. *et al.* 1994, Monitoring of active galactic nuclei. 4: The Seyfert 1 galaxy NGC 4593, *Astron. & Astrophys.* **284**, 33.
- Dietrich, M., Kollatschny, W., Peterson, B. M., Bechtold, J. *et al.* 1993, Steps toward determination of the size and structure of the broad-line region in active galactic nuclei. IV - Intensity variations of the optical emission lines of NGC 5548, *Astrophysical Journal* **408**, 416.
- Done, C., Pounds, K. A., Nandra, K. et Fabian, A. C. 1995, The complex variable soft X-ray spectrum of NGC 5548, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **275**, 417.
- Done, C., Ward, M. J., Fabian, A. C., Kunieda, H. *et al.* 1990, Simultaneous multifrequency observations of the Seyfert 1 galaxy NGC 4051 - Constant optical-infrared emission observed during large-amplitude X-ray variability, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **243**, 713.
- Doroshenko, V. T., Lyuty, V. M., Sillanpaa, A. et Valtaoja, E. 1992, RAPID LIGHT VARIATIONS OF BL-LACERTAE, dans *Variability of Blazars*, pp. 358+.
- Drury, L. O., Axford, W. I. et Summers, D. 1982, Particle acceleration in modified shocks, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **198**, 833.
- Dultzin-Hacyan, D., Ruelas-Mayorga, A. et Costero, R. 1993, Simultaneous optical and IR monitoring of the Seyfert nucleus NGC 7469., *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* **25**, 143.
- Dultzin-Hacyan, D., Schuster, W. J., Parrao, L., Pena, J. H. *et al.* 1992, Optical variability of the Seyfert nucleus NGC 7469 in timescales from days to minutes, *Astronomical Journal* **103**, 1769.
- Edelson, R. A. 1987, Broad-band properties of the CfA Seyfert galaxies. I - Radio properties, *Astrophysical Journal* **313**, 651.
- Edelson, R. A., Alexander, T., Crenshaw, D. M., Kaspi, S. *et al.* 1996, Multiwavelength Observations of Short-Timescale Variability in NGC 4151. IV. Analysis of Multiwavelength Continuum Variability, *Astrophysical Journal* **470**, 364+.
- Edelson, R. A., Gear, W. K. P., Malkan, M. A. et Robson, E. I. 1988, Evidence from sub-millimetre observations for thermal dust emission in NGC4151, *Nature* **336**, 749.
- Edelson, R. A. et Malkan, M. A. 1986, Spectral energy distributions of active galactic nuclei between 0.1 and 100 microns, *Astrophysical Journal* **308**, 59.
- Edelson, R. A. et Malkan, M. A. 1987, Far-infrared variability in active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **323**, 516.
- Edelson, R. A., Malkan, M. A. et Rieke, G. H. 1987, Broad-band properties of the CfA Seyfert Galaxies. II - Infrared to millimeter properties, *Astrophysical Journal* **321**, 233.
- Fabian, A. C. et Barcons, X. 1992, The origin of the X-ray background, *Annual Review of Astron and Astrophys* **30**, 429.
- Fabian, A. C., Nandra, K., Reynolds, C. S., Brandt, W. N. *et al.* 1995, On broad iron K $\alpha$  lines in Seyfert 1 galaxies, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **277**, L11.
- Fadda, D., Giuricin, G., Granato, G. L. et Vecchies, D. 1998, The Near- and Mid-Infrared Continuum Emission of Seyfert Nuclei: Constraints on the Models of Obscuring Tori, *Astrophysical Journal* **496**, 117+.

- Fanaroff, B. L. et Riley, J. M. 1974, The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **167**, 31P.
- Ferland, G. J. et Rees, M. J. 1988, Radiative equilibrium of high-density clouds with application to active galactic nucleus continua, *Astrophysical Journal* **332**, 141.
- Fermi, E. 1949, *Physical Review* **75**, 1169.
- Ferreira, J. 1997, Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs., *Astron. & Astrophys.* **319**, 340.
- Ferreira, J. et Pelletier, G. 1993a, Magnetized accretion-ejection structures. 1. General statements, *Astron. & Astrophys.* **276**, 625+.
- Ferreira, J. et Pelletier, G. 1993b, Magnetized accretion-ejection structures. II. Magnetic channeling around compact objects, *Astron. & Astrophys.* **276**, 637+.
- Ferreira, J. et Pelletier, G. 1995, Magnetized accretion-ejection structures. III. Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows., *Astron. & Astrophys.* **295**, 807+.
- Fitch, W. S., Patcholczyk, A. G. et Weymann, R. J. 1967, Light variations of the Seyfert galaxy NGC 4151., *Astrophysical Journal, Letters* **150**, L67.
- Forster, K. et Halpern, J. P. 1996, Extreme X-Ray Variability in the Narrow-Line QSO PHL 1092, *Astrophysical Journal* **468**, 565+.
- Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., Chaffee, F. H. et al. 1991, A high signal-to-noise ratio composite quasar spectrum, *Astrophysical Journal* **373**, 465.
- Galeev, A. A., Rosner, R. et Vaiana, G. S. 1979, Structured coronae of accretion disks, *Astrophysical Journal* **229**, 318.
- Geoffray, H. 1998, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.
- George, I. M. et Fabian, A. C. 1991, X-ray reflection from cold matter in active galactic nuclei and X-ray binaries, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **249**, 352.
- George, I. M., Turner, T. J., Netzer, H., Nandra, K. et al. 1998, ASCA Observations of Seyfert 1 Galaxies. III. The Evidence for Absorption and Emission Due to Photoionized Gas, *Astrophysical Journal, Supplement* **114**, 73+.
- Ghisellini, G., George, I. M., Fabian, A. C. et Done, C. 1991, Anisotropic inverse Compton emission, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **248**, 14.
- Ghisellini, G., Haardt, F. et Svensson, R. 1998, Thermalization by synchrotron absorption in compact sources: electron and photon distributions, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **297**, 348.
- Giuricin, G., Mardirossian, F., Mezzetti, M. et Bertotti, G. 1990, The radio properties of bright Seyfert galaxies, *Astrophysical Journal, Supplement* **72**, 551.
- Goodrich, R. W. 1992, Polarization in the narrow forbidden O III lines in Seyfert 2 galaxies, *Astrophysical Journal* **399**, 50.
- Gopal-Krishna, Sagar, R. et Wiita, P. J. 1993, A search for intra-night optical variability in radio-quiet QSOs, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **262**, 963.
- Gopal-Krishna, Sagar, R. et Wiita, P. J. 1995, Intranight optical variability in optically selected QSOs, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **274**, 701.
- Gopal-Krishna et Wiita, P. J. 1992, Swinging jets and the variability of active galactic nuclei, *Astron. & Astrophys.* **259**, 109.
- Grupe, D., Wills, B. J., Wills, D. et Beuermann, K. 1998, Scattering and absorption in soft X-ray selected AGN: an optical polarization survey, *Astron. & Astrophys.* **333**, 827.
- Guainazzi, M., Mihara, T., Otani, C. et Matsuoka, M. 1996, Spectral Variability and Iron Line Emission in the ASCA Observations of the Seyfert 1 Galaxy NGC 4051, *Publications of the ASJ* **48**, 781.



- Haardt, F. 1993, Anisotropic Comptonization in thermal plasmas - Spectral distribution in plane-parallel geometry, *Astrophysical Journal* **413**, 680.
- Haardt, F. et Maraschi, L. 1991, A two-phase model for the X-ray emission from Seyfert galaxies, *Astrophysical Journal, Letters* **380**, L51.
- Haardt, F. et Maraschi, L. 1993, X-ray spectra from two-phase accretion disks, *Astrophysical Journal* **413**, 507.
- Haardt, F., Maraschi, L. et Ghisellini, G. 1994, A model for the X-ray and ultraviolet emission from Seyfert galaxies and galactic black holes, *Astrophysical Journal, Letters* **432**, L95.
- Halpern, J. P. 1984, Variable X-ray absorption in the QSO MR 2251 - 178, *Astrophysical Journal* **281**, 90.
- Henri, G. et Pelletier, G. 1991, Relativistic electron-positron beam formation in the framework of the two-flow model for active galactic nuclei, *Astrophysical Journal, Letters* **383**, L7.
- Henri, G. et Petrucci, P. O. 1997, Anisotropic illumination of AGN's accretion disk by a non thermal source. I. General theory and application to the Newtonian geometry., *Astron. & Astrophys.* **326**, 87.
- Huchra, J. et Sargent, W. L. W. 1973, The space density of the Markarian galaxies including a region of the south galactic hemisphere., *Astrophysical Journal* **186**, 433.
- Hughes, D. H., Robson, E. I., Dunlop, J. S. et Gear, W. K. 1993, THERMAL DUST EMISSION FROM QUASARS - PART ONE - SUBMILLIMETRE SPECTRAL INDICES OF RADIO QUIET QUASARS, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **263**, 607+.
- Hunt, L. K., Mannucci, F., Salvati, M. et Stanga, R. M. 1992, High time resolution monitoring at 2.2 microns of the Seyfert 1 galaxy NGC 4051, *Astron. & Astrophys.* **257**, 434.
- Hutchings, J. B., Janson, T. et Neff, S. G. 1989, What is the difference between radio-loud and radio-quiet quasi-stellar objects?, *Astrophysical Journal* **342**, 660.
- Iwasawa, K., Fabian, A. C., Reynolds, C. S., Nandra, K. et al. 1996, The variable iron K emission line in MCG-6-30-15, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **282**, 1038.
- Jang, M. et Miller, H. R. 1995, The Examination of Optical Microvariability in Radio-quiet and Radio-loud Quasi-stellar Objects, *Astrophysical Journal* **452**, 582+.
- Jang, M. et Miller, H. R. 1997, The Microvariability of Selected Radio-Quiet and Radio-Loud QSOs., *Astronomical Journal* **114**, 565.
- Jokipii, J. R. 1976, Consequences of a lifetime greater than 10 to the 7th power years for galactic cosmic rays, *Astrophysical Journal* **208**, 900.
- Jones, F. C. 1994, A theoretical review of diffusive shock acceleration, *Astrophysical Journal, Supplement* **90**, 561.
- Jourdain, E., Bassani, L., Bouchet, L., Mandrou, P. et al. 1992, SIGMA observation of a steep spectral shape in NGC 4151 above 35 keV, *Astron. & Astrophys.* **256**, L38.
- Kappadath, S. C., Ryan, J., Bennett, K., Bloemen, H. et al. 1996, The preliminary cosmic diffuse {gamma}-ray spectrum from 800keV to 30MeV measured with COMPTEL., *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **120**, C619.
- Kaspi, S., Maoz, D., Netzer, H., Peterson, B. M. et al. 1996, Multiwavelength Observations of Short-Timescale Variability in NGC 4151. II. Optical Observations, *Astrophysical Journal* **470**, 336+.
- Khachikian, E. Y. et Weedman, D. W. 1971, A spectroscopic study of luminous galactic nuclei., *Astrofizika* **7**, 389.
- Khachikian, E. Y. et Weedman, D. W. 1974, An atlas of Seyfert galaxies, *Astrophysical Journal* **192**, 581.
- Kinney, A. L., Antonucci, R. R. J., Ward, M. J., Wilson, A. S. et al. 1991, The featureless continua and hydrogen lines of Seyfert 2 galaxies, *Astrophysical Journal* **377**, 100.

- Kolykhalov, P. I. et Sunyaev, R. A. 1984, Radiation of accretion disks in quasars and galactic nuclei, *Advances in Space Research* **3**, 249.
- Koratkar, A. P., Kinney, A. L. et Bohlin, R. C. 1992, Search for partial systemic Lyman edges in nearby quasars, *Astrophysical Journal* **400**, 435.
- Korista, K. T., Alloin, D., Barr, P., Clavel, J. et al. 1995, Steps toward determination of the size and structure of the broad-line region in active galactic nuclei. 8: An intensive HST, IUE, and ground-based study of NGC 5548, *Astrophysical Journal, Supplement* **97**, 285.
- Kuncic, Z., Celotti, A. et Rees, M. J. 1997, Dense, thin clouds and reprocessed radiation in the central regions of active galactic nuclei, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **284**, 717.
- Lacombe, C. 1977, Acceleration of particles and plasma heating by turbulent Alfvén waves in a radiogalaxy, *Astron. & Astrophys.* **54**, 1.
- Lacombe, C. 1979, Self-similar solutions for the distribution function of particles accelerated by Alfvén waves, *Astron. & Astrophys.* **71**, 169.
- Landau, L. D. et Lifshitz, E. M. 1959, Fluid mechanics, dans *Course of theoretical physics*, Oxford: Pergamon Press, 1959.
- Laor, A. et Netzer, H. 1989, Massive thin accretion discs. I - Calculated spectra, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **238**, 897.
- Laor, A., Netzer, H. et Piran, T. 1990, Massive thin accretion discs. II - Polarization, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **242**, 560.
- Laurikainen, E. et Salo, H. 1995, Environments of Seyfert galaxies. II. Statistical analyses., *Astron. & Astrophys.* **293**, 683.
- Lawrence, A. 1987, Classification of active galaxies and the prospect of a unified phenomenology, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **99**, 309.
- Lawrence, A. et Elvis, M. 1982, Obscuration and the various kinds of Seyfert galaxies, *Astrophysical Journal* **256**, 410.
- Lawrence, A., Giles, A. G., McHardy, I. M. et Cooke, B. A. 1981, Fast simultaneous infrared and optical photometry of NGC4151, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **195**, 149.
- Lawrence, A., Watson, M. G., Pounds, K. A. et Elvis, M. 1985, Continuous rapid X-ray variability and spectral changes in NGC 4051, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **217**, 685.
- Lightman, A. P. et Zdziarski, A. A. 1987, Pair production and Compton scattering in compact sources and comparison to observations of active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **319**, 643.
- Lin, Y. C., Bertsch, D. L., Dingus, B. L., Fichtel, C. E. et al. 1993, EGRET Limits on High-Energy Gamma-Ray Emission from X-Ray- and Low-Energy Gamma-Ray-selected Seyfert Galaxies, *Astrophysical Journal, Letters* **416**, L53.
- Lipovetsky, V. A., Neizvestny, S. I. et Neizvestnaya, O. M. 1988, A catalogue of Seyfert galaxies., *Soobshch. Spets. Astrof. Obs.*, **55**, 5-133 (1988) **55**, 5.
- Lyutyi, V. M., Aslanov, A. A., Khruzina, T. S., Kolosov, D. E. et al. 1989, RAPID OPTICAL VARIATIONS IN THE NGC4151 NUCLEUS, *Soviet Astronomy Letters* **15**, 247+.
- Magdziarz, P., Blaes, O., Zdziarski, A. A., Johnson, W. N. et al. 1997, The origin of the UV/X-ray source in NGC 5548, *IAU Symposia* **188**, E251.
- Maiolino, R., Ruiz, M., Rieke, G. H. et Keller, L. D. 1995, New Constraints on the Unified Model of Seyfert Galaxies, *Astrophysical Journal* **446**, 561+.
- Maisack, M., Collmar, W., Barr, P., Bloemen, H. et al. 1995, Upper limits on the MeV emission of Seyfert galaxies., *Astron. & Astrophys.* **298**, 400+.

- Maisack, M., Johnson, W. N., Kinzer, R. L., Strickman, M. S. *et al.* 1993, OSSE observations of NGC 4151, *Astrophysical Journal, Letters* **407**, L61.
- Maisack, M., Mannheim, K. et Collmar, W. 1997, Constraints on the 3-30MeV emission of Seyfert galaxies., *Astron. & Astrophys.* **319**, 397.
- Malkan, M. 1984a, UV and X-ray observations of AGN: Two comparisons with other wave lengths, dans *Max-Planck Inst. fuer Physik und Astrophysik X-Ray and UV Emission from Active Galactic Nuclei p 121-128 (SEE N85-17790 08-88)*, pp. 121-128.
- Malkan, M. A. 1983, The ultraviolet excess of luminous quasars. II - Evidence for massive accretion disks, *Astrophysical Journal* **268**, 582.
- Malkan, M. A. 1984b, The underlying galaxies of quasars. II - Imaging of a radio-loud sample, *Astrophysical Journal* **287**, 555.
- Malkan, M. A. 1988, Observational and theoretical estimates of the intrinsic slope of the ionizing continuum in quasars, *Advances in Space Research* **8**, 49.
- Malkan, M. A. 1989, The low-frequency spectra of accretion disks in active galactic nuclei: the dark side of the big blue bump, dans *Theory of accretion disks*, Eds. F. Meyer, W.J. Duschl, J. Frank, and E. Meyer-Hofmeister, 1989 (Dordrecht: Kluwer), pp. 19+.
- Malkan, M. A., Gorjian, V. et Tam, R. 1998, A Hubble Space Telescope Imaging Survey of Nearby Active Galactic Nuclei, *Astrophysical Journal, Supplement* **117**, 25+.
- Malkan, M. A. et Oke, J. B. 1983, IUE observations of Markarian 3 and 6 - Reddening and the nonstellar continuum, *Astrophysical Journal* **265**, 92.
- Malkan, M. A. et Sargent, W. L. W. 1982, The ultraviolet excess of Seyfert 1 galaxies and quasars, *Astrophysical Journal* **254**, 22.
- Malzac, J., Jourdain, E., Petrucci, P. O. et Henri, G. 1998, Anisotropic illumination in AGNs. The reflected component. Comparison to hard X-ray spectra from Seyfert Galaxies, *Astron. & Astrophys.* **336**, 807.
- Mangalam, A. V. et Wiita, P. J. 1993, Accretion disk models for optical and ultraviolet microvariability in active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **406**, 420.
- Maoz, D., Netzer, H., Peterson, B. M., Bechtold, J. *et al.* 1993, Variations of the ultraviolet Fe II and Balmer continuum emission in the Seyfert galaxy NGC 5548, *Astrophysical Journal* **404**, 576.
- Maraschi, L., Chiappetti, L., Falomo, R., Garilli, B. *et al.* 1991, Coordinated X-ray ultraviolet and optical observations of 3C 120, *Astrophysical Journal* **368**, 138.
- Marcowith, A., Henri, G. et Pelletier, G. 1995, Gamma-ray emission of blazars by a relativistic electron-positron beam, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **277**, 681.
- Marshall, H. L., Carone, T. E., Peterson, B. M., Clavel, J. *et al.* 1997, The Variability and Spectrum of NGC 5548 in the Extreme Ultraviolet, *Astrophysical Journal* **479**, 222+.
- Marshall, H. L., Carone, T. E., Shull, J. M., Malkan, M. A. *et al.* 1996, The Steep Soft X-Ray Spectrum of the Highly Variable Active Nucleus in Markarian 478, *Astrophysical Journal* **457**, 169+.
- Mathur, S. 1994, Absorption in 3C 212, *Astrophysical Journal, Letters* **431**, L75.
- Mathur, S., Wilkes, B., Elvis, M. et Fiore, F. 1994, The X-ray and ultraviolet absorbing outflow in 3C 351, *Astrophysical Journal* **434**, 493.
- Mathur, S., Wilkes, B. J. et Aldcroft, T. 1997, The X-Ray Warm Absorber in NGC 3516, *Astrophysical Journal* **478**, 182+.
- Matsuoka, M., Piro, L., Yamauchi, M. et Murakami, T. 1990, X-ray spectral variability and complex absorption in the Seyfert 1 galaxies NGC 4051 and MCG -6-30-15, *Astrophysical Journal* **361**, 440.

- Matt, G., Fabian, A. C. et Ross, R. R. 1993a, Iron K-alpha lines from X-ray photoionized accretion discs, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **262**, 179.
- Matt, G., Fabian, A. C. et Ross, R. R. 1993b, X-RAY PHOTOIONIZED ACCRETION DISCS - ULTRA-VIOLET AND X-RAY CONTINUUM SPECTRA AND POLARIZATION, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **264**, 839+.
- Matt, G., Perola, G. C. et Piro, L. 1991, The iron line and high energy bump as X-ray signatures of cold matter in Seyfert 1 galaxies, *Astron. & Astrophys.* **247**, 25.
- Matt, G., Perola, G. C., Piro, L. et Stella, L. 1992, Iron K-alpha line from X-ray illuminated relativistic disks, *Astron. & Astrophys.* **257**, 63.
- Matthews, T., Morgan, W. et Schmidt, M. 1964, *Astrophysical Journal* **140**, 35.
- Matthews, T. A. et Sandage, A. R. 1963, Optical identification of 3C 48, 3C 196 and 3C 286 with stellar objects., *Astrophysical Journal* **138**, 30+.
- McAlary, C. W. et Rieke, G. H. 1988, A near-infrared and optical study of X-ray selected Seyfert galaxies. II - Models and interpretation, *Astrophysical Journal* **333**, 1.
- McHardy, I. 1988, Exosat observations of variability in active galactic nuclei, *Memorie della Societa Astronomica Italiana* **59**, 239.
- Meurs, E. J. A. et Wilson, A. S. 1981, A 1415 MHz survey of Seyfert and related galaxies. II, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **45**, 99.
- Meurs, E. J. A. et Wilson, A. S. 1984, Markarian Seyfert galaxies - Optical and radio luminosity functions and other statistical studies, *Astron. & Astrophys.* **136**, 206.
- Miley, G. K., Neugebauer, G. et Soifer, B. T. 1985, IRAS observations of Seyfert galaxies, *Astrophysical Journal, Letters* **293**, L11.
- Miller, H. R., Carini, M. T., Noble, J. C., Webb, J. R. et al. 1992, BLAZAR MICROVARIABILITY - A CASE STUDY OF PKS:2155-304, dans *Variability of Blazars*, pp. 320+.
- Miller, J. S. et Goodrich, R. W. 1990, Spectropolarimetry of high-polarization Seyfert 2 galaxies and unified Seyfert theories, *Astrophysical Journal* **355**, 456.
- Morrison, R. et McCammon, D. 1983, Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV, *Astrophysical Journal* **270**, 119.
- Mushotzky, R. F. 1984, X-ray spectra and time variability of active galactic nuclei, *Advances in Space Research* **3**, 157.
- Mushotzky, R. F., Done, C. et Pounds, K. A. 1993, X-ray spectra and time variability of active galactic nuclei, *Annual Review of Astron and Astrophys* **31**, 717.
- Mushotzky, R. F., Fabian, A. C., Iwasawa, K., Kunieda, H. et al. 1995, Detection of broad iron K lines in active galaxies, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **272**, L9.
- Mushotzky, R. F., Holt, S. S. et Serlemitsos, P. J. 1978, X-ray observations of a flare in NGC 4151 from OSO 8, *Astrophysical Journal, Letters* **225**, L115.
- Mushotzky, R. F., Marshall, F. E., Boldt, E. A., Holt, S. S. et al. 1980, HEAO 1 spectra of X-ray emitting Seyfert 1 galaxies, *Astrophysical Journal* **235**, 377.
- Nakamura, K. et Osaki, Y. 1993, Self-consistent accretion disk-coronal model for active galactic nuclei, *Publications of the ASJ* **45**, 775.
- Nandra, K., Clavel, J., Edelson, R. A., George, I. M. et al. 1998, New constraints on the continuum-emission mechanism of AGN: intensive monitoring of NGC 7469 in the X-ray and Ultraviolet, *astro-ph/9804135*.
- Nandra, K., George, I. M., Mushotzky, R. F., Turner, T. J. et al. 1997, ASCA Observations of Seyfert 1 Galaxies. II. Relativistic Iron K alpha Emission, *Astrophysical Journal* **477**, 602+.

- Nandra, K. et Pounds, K. A. 1992, Highly ionized gas in the nucleus of the active galaxy MCG-6-30-15, *Nature* **359**, 215+.
- Nandra, K. et Pounds, K. A. 1994, GINGA OBSERVATIONS OF THE X-RAY SPECTRA OF SEYFERT GALAXIES, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **268**, 405+.
- Nandra, K., Pounds, K. A., Stewart, G. C., George, I. M. et al. 1991, Compton reflection and the variable X-ray spectrum of NGC 5548, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **248**, 760.
- Netzer, H. 1993, Ionized absorbers, ionized emitters, and the X-ray spectrum of active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **411**, 594.
- Netzer, H. et Peterson, B. M. 1997, Reverberation Mapping and the Physics of Active Galactic Nuclei, dans *Astronomical Time Series*, Eds. D. Maoz, A. Sternberg, and E.M. Leibowitz, 1997 (Dordrecht: Kluwer), p. 85., pp. 85+.
- Neugebauer, G., Green, R. F., Matthews, K., Schmidt, M. et al. 1987, Continuum energy distributions of quasars in the Palomar-Green Survey, *Astrophysical Journal, Supplement* **63**, 615.
- O'Brien, P. T., Wilson, R. et Gondhalekar, P. M. 1988, The ultraviolet continuum of quasars. I - The shape of the continuum, continuum reddening and intervening absorption. II - Continuum variability, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **233**, 801.
- Osterbrock, D. E. et Pogge, R. W. 1985, The spectra of narrow-line Seyfert 1 galaxies, *Astrophysical Journal* **297**, 166.
- Otani, C., Kii, T., Reynolds, C. S., Fabian, A. C. et al. 1996, The Variable O,VIII Warm Absorber in MCG-6-30-15, *Publications of the ASJ* **48**, 211.
- Ouyed, R. et Pudritz, R. E. 1997, Numerical Simulations of Astrophysical Jets from Keplerian Disks. II. Episodic Outflows, *Astrophysical Journal* **484**, 794+.
- Padovani, P., Burg, R. et Edelson, R. A. 1990, The mass function of Seyfert 1 nuclei, *Astrophysical Journal* **353**, 438.
- Page, D. N. et Thorne, K. S. 1974, DISK-ACCRETION ONTO A BLACK HOLE. 1. TIME-AVERAGED STRUCTURE OF ACCRETION DISK, *Astrophysical Journal* **191**, 499.
- Paltani, S. et Courvoisier, T. J. L. 1994, Systematic study of the ultraviolet variability of active galactic nuclei, *Astron. & Astrophys.* **291**, 74.
- Pelletier, G. et Roland, J. 1984, On the velocity of jets powering hot spots similar to those in Cygnus A, *Astrophysics and Space Science* **100**, 351.
- Pelletier, G. et Roland, J. 1986, Spectral theory of mixed shocks - Application to Cygnus A type hot spots, *Astron. & Astrophys.* **163**, 9.
- Pelletier, G. et Roland, J. 1988, Distribution of relativistic particles behind magnetized mixed shocks - Application to synchrotron radio sources, *Astron. & Astrophys.* **196**, 71.
- Penston, M. V. et Perez, E. 1984, An evolutionary link between Seyfert I and II galaxies?, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **211**, 33P.
- Perola, G. C., Piro, L., Altamore, A., Fiore, F. et al. 1986, New results on the X-ray emission and its correlation with the ultraviolet in NGC 4151, *Astrophysical Journal* **306**, 508.
- Perotti, F., Della Ventura, A., Villa, G., Di Cocco, G. et al. 1981a, Detection of a soft gamma-ray emission from the region of NGC 4151, *Astrophysical Journal, Letters* **247**, L63.
- Perotti, F., Della Ventura, A., Villa, G., Di Cocco, G. et al. 1981b, Soft gamma-ray emission from the region of MCG8-11-11, *Nature* **292**, 133.
- Peterson, B. M. 1993, Reverberation mapping of active galactic nuclei, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **105**, 247.

- Peterson, B. M. 1997, An introduction to active galactic nuclei, dans *Cambridge, New York: Cambridge University Press*, —c1997.
- Peterson, B. M., Berlind, P., Bertram, R., Bochkarev, N. G. *et al.* 1994, Steps toward determination of the size and structure of the broad-line region in active nuclei. 7: Variability of the optical spectrum of NGC 5548 over years, *Astrophysical Journal* **425**, 622.
- Petrucchi, P. O. et Henri, G. 1997, Anisotropic illumination of AGN's accretion disk by a non thermal source. II. General relativistic effects., *Astron. & Astrophys.* **326**, 99.
- Petrucchi, P. O., Henri, G., Chelli, A., Cruz-Gonzales, I. *et al.* 1998, A search for optical variability in a large sample of Seyfert galaxies, *Astron. & Astrophys.* *submitted*.
- Pogge, R. W. 1989, The circumnuclear environment of nearby, noninteracting Seyfert galaxies, *Astrophysical Journal* **345**, 730.
- Pounds, K. A., Done, C. et Osborne, J. P. 1995, RE 1034+39: a high-state Seyfert galaxy?, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **277**, L5.
- Pounds, K. A., Nandra, K., Stewart, G. C., George, I. M. *et al.* 1990, X-ray reflection from cold matter in the nuclei of active galaxies, *Nature* **344**, 132+.
- Qian, S. J., Quirrenbach, A., Witzel, A., Krichbaum, T. P. *et al.* 1991, A model for the rapid radio variability in the quasar 0917 + 624, *Astron. & Astrophys.* **241**, 15.
- Rabbette, M., McBreen, B., Smith, N. et Steel, S. 1998, A search for rapid optical variability in radio-quiet quasars, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **129**, 445.
- Ragot, B. R. et Schlickeiser, R. 1998a, The acceleration of energetic particles by transit-time damping, *Astroparticle Physics* **9**, 79.
- Ragot, B. R. et Schlickeiser, R. 1998b, Cosmic ray acceleration by fast magnetosonic waves, *Astron. & Astrophys.* **331**, 1066.
- Rauch, K. P. et Blandford, R. D. 1991, Microlensing and the structure of active galactic nucleus accretion disks, *Astrophysical Journal, Letters* **381**, L39.
- Recondo-Gonzalez, M. C., Wamsteker, W., Clavel, J., Rodriguez-Pascual, P. M. *et al.* 1997, Ultraviolet variability of the Seyfert 1 galaxy Fairall 9, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **121**, 461.
- Rees, M. J. 1984, Black Hole Models for Active Galactic Nuclei, *Annual Review of Astron and Astrophys* **22**, 471.
- Rees, M. J., Silk, J. I., Werner, M. W. et Wickramasinghe, N. C. 1969, *Nature* **223**, 788+.
- Reichert, G. A., Rodriguez-Pascual, P. M., Alloin, D., Clavel, J. *et al.* 1994, Steps toward determination of the size and structure of the broad-line region in active galactic nuclei. 5: Variability of the ultraviolet continuum and emission lines of NGC 3783, *Astrophysical Journal* **425**, 582.
- Reynolds, C. S. 1997, An X-ray spectral study of 24 type 1 active galactic nuclei, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **286**, 513.
- Reynolds, C. S. et Fabian, A. C. 1995, Warm absorbers in active galactic nuclei, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **273**, 1167.
- Reynolds, C. S., Fabian, A. C. et Inoue, H. 1995, ASCA observations of the Seyfert 1 galaxies Mrk 1040 and MS 0225.5+3121, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **276**, 1311.
- Richstone, D. O. et Schmidt, M. 1980, The spectral properties of a large sample of quasars, *Astrophysical Journal* **235**, 361.
- Roche, P. F., Aitken, D. K., Smith, C. H. et Ward, M. J. 1991, An atlas of mid-infrared spectra of galaxy nuclei, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **248**, 606.

- Rodriguez Espinosa, J. M. et Perez Garcia, A. M. 1997, The Nature of the Far-Infrared Emission from Seyfert Galaxies, *Astrophysical Journal, Letters* **487**, L33.
- Rodriguez Espinosa, J. M., Perez Garcia, A. M., Lemke, D. et Meisenheimer, K. 1996, Bimodal dust emission in three classical Seyfert galaxies: NGC 3227, NGC 4051 and NGC 4151., *Astron. & Astrophys.* **315**, L129.
- Rodriguez-Pascual, P. M., Alloin, D., Clavel, J., Crenshaw, D. M. *et al.* 1997, Steps toward Determination of the Size and Structure of the Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei. IX. Ultraviolet Observations of Fairall 9, *Astrophysical Journal, Supplement* **110**, 9+.
- Rokaki, E., Boisson, C. et Collin-Souffrin, S. 1992, Fitting the broad line spectrum and UV continuum by accretion discs in active galactic nuclei, *Astron. & Astrophys.* **253**, 57.
- Ross, R. R. et Fabian, A. C. 1993, The effects of photoionization on X-ray reflection spectra in active galactic nuclei, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **261**, 74.
- Ross, R. R., Fabian, A. C. et Mineshige, S. 1992, The spectra of accretion discs in active galactic nuclei, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **258**, 189.
- Rothschild, R. E., Baity, W. A., Gruber, D. E., Matteson, J. L. *et al.* 1983, 2-165 keV observations of active galaxies and the diffuse background, *Astrophysical Journal* **269**, 423.
- Roy, A. L., Norris, R. P., Kesteven, M. J., Troup, E. R. *et al.* 1994, Compact radio cores in Seyfert galaxies, *Astrophysical Journal* **432**, 496.
- Rush, B., Malkan, M. A. et Edelson, R. A. 1996, The Radio Properties of Seyfert Galaxies in the 12 Micron and CfA Samples, *Astrophysical Journal* **473**, 130+.
- Rybicki, G. B. et Lightman, A. P. 1979, Radiative processes in astrophysics, dans *A Wiley-Interscience Publication, New York: Wiley*, 1979.
- Sakano, M. 1998, The hardest X-ray source in the ASCA Large Sky Survey: Discovery of a new type 2 Seyfert, *Astrophysical Journal* .
- Sanders, D. B., Phinney, E. S., Neugebauer, G., Soifer, B. T. *et al.* 1989, Continuum energy distribution of quasars - Shapes and origins, *Astrophysical Journal* **347**, 29.
- Santos-Lleo, M., Chatzichristou, E., Mendes De Oliveira, C., Winge, C. *et al.* 1997, Steps toward Determination of the Size and Structure of the Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei. X. Variability of Fairall 9 from Optical Data, *Astrophysical Journal, Supplement* **112**, 271+.
- Santos-Lleo, M., Clavel, J., Barr, P., Glass, I. S. *et al.* 1994, MULTIFREQUENCY MONITORING OF THE SEYFERT-1 GALAXY NGC4593 - PART ONE - ISOLATING THE NUCLEAR EMISSION, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **270**, 580+.
- Schmidt, G. D. et Miller, J. S. 1985, Spectropolarimetry of Seyfert nuclei, *Astrophysical Journal* **290**, 517.
- Seyfert, C. K. 1943, Nuclear emission in spiral nebulae, dans [*Chicago, 1943*], pp. 771...+.
- Shakura, N. I. et Sunyaev, R. A. 1973, Black holes in binary systems. Observational appearance., *Astron. & Astrophys.* **24**, 337.
- Shields, G. A. 1978, Thermal continuum from accretion disks in quasars, *Nature* **272**, 706.
- Stirpe, G. M., Winge, C., Altieri, B., Alloin, D. *et al.* 1994, Steps toward determination of the size and structure of the broad-line region in active galactic nuclei. 6: Variability of NGC 3783 from ground-based data, *Astrophysical Journal* **425**, 609.
- Stockman, H. S., Angel, J. R. P. et Miley, G. K. 1979, Alignment of the optical polarization with the radio structure of QSOs, *Astrophysical Journal, Letters* **227**, L55.
- Stockman, H. S., Moore, R. L. et Angel, J. R. P. 1984, The optical polarization properties of 'normal' quasars, *Astrophysical Journal* **279**, 485.

- Storchi-Bergmann, T., Mulchaey, J. S. et Wilson, A. S. 1992, Infrared emission in Seyfert 2 galaxies - Reprocessed radiation from a dusty torus?, *Astrophysical Journal, Letters* **395**, L73.
- Sulentic, J. W., Marziani, P. et Calvani, M. 1998, Disk Models for MGC -06-30-15: The Variability Challenge, *Astrophysical Journal, Letters* **497**, L65.
- Sun, W.-H. et Malkan, M. A. 1989, Fitting improved accretion disk models to the multiwavelength continua of quasars and active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **346**, 68.
- Svensson, R. 1987, Non-thermal pair production in compact X-ray sources - First-order Compton cascades in soft radiation fields, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **227**, 403.
- Svensson, R. et Zdziarski, A. A. 1994, Black hole accretion disks with coronae, *Astrophysical Journal* **436**, 599.
- Tanaka, Y., Nandra, K., Fabian, A. C., Inoue, H. et al. 1995, GRAVITATIONALLY REDSHIFTED EMISSION IMPLYING AN ACCRETION DISK AND MASSIVE BLACK-HOLE IN THE ACTIVE GALAXY MCG:-6-30-15, *Nature* **375**, 659+.
- Trombka, J. I., Dyer, C. S., Evans, L. G., Bielefeld, M. J. et al. 1977, Reanalysis of the Apollo cosmic gamma-ray spectrum in the 0.3 to 10 MeV energy region, *Astrophysical Journal* **212**, 925.
- Tsuruta, S. et Kellen, M. 1995, Disk-Corona Model of Active Galactic Nuclei with Nonthermal Pairs, *Astrophysical Journal, Letters* **453**, L9.
- Turner, T. J., Done, C., Mushotzky, R., Madejski, G. et al. 1992, Evidence for an ionized reprocessor in NGC 6814, *Astrophysical Journal* **391**, 102.
- Turner, T. J., George, I. M., Nandra, K. et Mushotzky, R. F. 1998, ASCA Observations of Type 2 Seyfert Galaxies. III. Orientation and X-Ray Absorption, *Astrophysical Journal* **493**, 91+.
- Turner, T. J. et Pounds, K. A. 1988, Variability of the soft excess in the Seyfert I galaxy Mkn 335, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **232**, 463.
- Turner, T. J. et Pounds, K. A. 1989, The Exosat spectral survey of AGN, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **240**, 833.
- Ueda, Y., Takahashi, T., Inoue, H., Tsuru, T. et al. 1998, A population of faint galaxies that contribute to the cosmic X-ray background., *Nature* **391**, 866.
- Ulrich, M.-H., Maraschi, L. et Megan, C. 1997, Variability of Active Galactic Nuclei, *Annual Review of Astron. and Astrophys* **35**, 445.
- Ulvestad, J. S. et Wilson, A. S. 1984, Radio structures of Seyfert galaxies. VI - VLA observations of a nearby sample, *Astrophysical Journal* **285**, 439.
- Ulvestad, J. S. et Wilson, A. S. 1989, Radio structures of Seyfert galaxies. VII - Extension of a distance-limited sample, *Astrophysical Journal* **343**, 659.
- Veron-Cetty, M. P. et Veron, P. 1989, A Catalogue of quasars and active nuclei, dans *ESO Scientific Report, Garching: European Southern Observatory (ESO), 1989, 4th ed.*
- Wagner, S. J. 1992, RAPID VARIABILITY IN THE BL-LACERTAE OBJECT S5:0716+714, dans *Variability of Blazars*, pp. 346+.
- Walter, R. et Fink, H. H. 1993, THE ULTRAVIOLET TO SOFT X-RAY BUMP OF SEYFERT-1 TYPE ACTIVE GALACTIC NUCLEI, *Astron. & Astrophys.* **274**, 105+.
- Walter, R., Orr, A., Courvoisier, T. J. L., Fink, H. H. et al. 1994, Simultaneous observations of Seyfert 1 galaxies with IUE, ROSAT and Ginga, *Astron. & Astrophys.* **285**, 119.
- Wandel, A. et Boller, T. 1998, BLR sizes and the X-ray spectrum in AGN, *Astron. & Astrophys.* **331**, 884.
- Wanders, I., Peterson, B. M., Alloin, D., Ayres, T. R. et al. 1997, Steps toward Determination of the Size and Structure of the Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei. XI. Intensive Monitoring of the Ultraviolet Spectrum of NGC 7469, *Astrophysical Journal, Supplement* **113**, 69+.



- Warwick, R. S., Smith, D. A., Yaqoob, T., Edelson, R. *et al.* 1996, Multiwavelength Observations of Short-Timescale Variability in NGC 4151. III. X-Ray and Gamma-Ray Observations, *Astrophysical Journal* **470**, 349+.
- Weaver, K. A., Mushotzky, R. F., Serlemitsos, P. J., Wilson, A. S. *et al.* 1995, The origin of the soft X-ray excess in the Seyfert 2 galaxy NGC 2110, *Astrophysical Journal* **442**, 597.
- Weaver, K. A. et Reynolds, C. S. 1998, Are the Nuclei of Seyfert 2 Galaxies Viewed Face-On?, *astro-ph/9806168*.
- Weaver, K. A. et Yaqoob, T. 1998, On the evidence for extreme gravity effects in MCG-6-30-15, *astro-ph/9806045*.
- Weedman, D. W. 1970, High-velocity gas motions in galactic nuclei., *Astrophysical Journal* **159**, 405.
- Weedman, D. W. 1973, A PHOTOMETRIC STUDY OF MARKARIAN GALAXIES, *Astrophysical Journal* **183**, 29.
- Weedman, D. W. 1977, Seyfert galaxies, *Annual Review of Astron and Astrophys* **15**, 69.
- Wiita, P. J., Miller, H. R., Gupta, N. et Chakrabarti, S. K. 1992, ACCRETION DISK MODELS FOR MICROVARIABILITY, dans *Variability of Blazars*, pp. 311+.
- Wilkes, B. J. et Elvis, M. 1987, Quasar energy distributions. I - Soft X-ray spectra of quasars, *Astrophysical Journal* **323**, 243.
- Wills, B. J., Wills, D. et Netzer, H. 1985, Broad emission features in QSOs and active galactic nuclei. II - New observations and theory of Fe II and H I emission, *Astrophysical Journal* **288**, 94.
- Wilson, A. S. et Colbert, E. J. M. 1995, The difference between radio-loud and radio-quiet active galaxies, *Astrophysical Journal* **438**, 62.
- Wilson, A. S. et Meurs, E. J. A. 1982, A 1415 MHz survey of Seyfert and related galaxies. III, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* **50**, 217.
- Wilson, A. S. et Tsvetanov, Z. I. 1994, Ionization cones and radio ejecta in active galaxies, *Astronomical Journal* **107**, 1227.
- Yaqoob, T., Serlemitsos, P. J., Turner, T. J., George, I. M. *et al.* 1996, Discovery of Rapid Variability of the Iron K-Line Profile in the Seyfert Galaxy NGC 7314, *Astrophysical Journal, Letters* **470**, L27.
- Young, A. J., Ross, R. R. et Fabian, A. C. 1998, Iron line profiles including emission from within the innermost stable orbit of a black hole accretion disc, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* pp. in press, *astro-ph/9808089*.
- Zdziarski, A. A. 1986, On the origin of the infrared and X-ray continua of active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **305**, 45.
- Zdziarski, A. A. et Coppi, P. S. 1991, Variable soft X-ray excesses in active galactic nuclei from nonthermal electron-positron pair cascades, *Astrophysical Journal* **376**, 480.
- Zdziarski, A. A., Coppi, P. S. et Lamb, D. Q. 1990a, Physical processes in photon-starved nonthermal pair plasmas, *Astrophysical Journal* **357**, 149.
- Zdziarski, A. A., Ghisellini, G., George, I. M., Fabian, A. C. *et al.* 1990b, Electron-positron pairs, Compton reflection, and the X-ray spectra of active galactic nuclei, *Astrophysical Journal, Letters* **363**, L1.
- Zdziarski, A. A., Johnson, W. N., Done, C., Smith, D. *et al.* 1995, The average X-ray/gamma-ray spectra of Seyfert galaxies from Ginga and OSSE and the origin of the cosmic X-ray background, *Astrophysical Journal, Letters* **438**, L63.
- Zdziarski, A. A. et Lightman, A. P. 1985, Nonthermal electron-positron pair production and the 'universal' X-ray spectrum of active galactic nuclei, *Astrophysical Journal, Letters* **294**, L79.
- Zdziarski, A. A., Lightman, A. P. et Maciolek-Niedzwiecki, A. 1993, Acceleration efficiency in nonthermal sources and the soft gamma rays from NGC 4151 observed by OSSE and SIGMA, *Astrophysical Journal, Letters* **414**, L93.

- Zhou, Y. Y., Yu, K. N., Young, E. C. M., Wang, J. M. *et al.* 1997, Statistical Properties of the Big Blue Bump in Active Galactic Nuclei, *Astrophysical Journal, Letters* **475**, L9.
- Zycki, P. T., Collin-Souffrin, S. et Czerny, B. 1995, ACCRETION DISCS WITH ACCRETING CORONAE IN ACTIVE GALACTIC NUCLEI - PART ONE - SOLUTIONS IN HYDROSTATIC EQUILIBRIUM, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **277**, 70+.
- Zycki, P. T., Krolik, J. H., Zdziarski, A. A. et Kallman, T. R. 1994, X-ray reflection from photoionized media in active galactic nuclei, *Astrophysical Journal* **437**, 597.

# **Annexes**

## Annexe A

# Caracteristiques des principales missions hautes energies

Nom de la mission	Lancement	Nom de l'instrument	Bande d'énergie	Champs de Vue	Surface Collectrice (cm <sup>2</sup> )	Résolution spatiale	Résolution spectrale (E/ΔE)	Particularité
GRANAT	1989	SIGMA	35-1300 keV	4°-15°	800	13'	7 keV à 60 keV	Imageur
		ART-P	4-60 keV	2°	1250	5'	5 keV à 6 keV	Imageur
		Watch	6-120 keV	4π	45			Monitor
GINGA	1990	LAC	1.5-30 keV	0.8° × 1.7°				Spectro
ROSAT	1990	PSPC	0.2-2 keV	2°	250	30"	2.3 à 1 keV	Survey
		HRI	0.2-2 keV	0.6°	160	4"		Imageur haute résol.
BBXRT			0.3-12 keV	0.3°	760	5'	60 à 6 keV	Spectro
ASCA	1993	CCD	0.4-10 keV	0.4°	400	3'	50 à 6 keV	Spectro-Imageur
		IGSPC	1-12 keV	0.8°	400	3'	12 à 6 keV	Spectro-Imageur
BeppoSax		LECS+MECS	0.1-10 keV	0.5°	200	1'	12 à 6 keV	Spectro-Imageur
		HPGSPC	3-120 keV	1°	280	1°	30 à 60 keV	Spectro
		PDS	15-300 keV	1.5°	690	1.5°	6 à 60 keV	Spectro
		WFCS	2-30 keV	20°	500	5'	5 à 6 keV	Moniteur
XTE		PCA	2-60 keV	1°	6000	1°	6 à 6 keV	Timing
		HEXTE	20-200 keV	1°	1000	1°	6 à 60 keV	Timing
		ASM/SSC	2-10 keV	6° × 90°	90	0.1°		Survey
CGRO		OSSE	0.06-10 MeV	3° × 11°	1500	10'	15 à 1 MeV	
		COMPTEL	0.8-30 MeV	64°	25	1°	100 à 1 MeV	
		EGRET	20-3 10 <sup>4</sup> MeV	0.6 sr	1200	5-10'	5 à 1000 MeV	
		BATSE Large-Area	0.03-2 MeV	4sr	1800	3°	3 à 0.1 MeV	
		BATSE Spectro	0.015-110 MeV	4sr	100		500 à 1 MeV	
AXAF		HRC	0.2-10 keV	0.5°	300	0.5"	1 à 1 keV	Imageur haute résol.
		ACIS	0.5-10 keV	0.2° × 0.3°	600	0.5"	50 à 6 keV	Spectro-Imageur
		TGS	0.2-10 keV	0.5°	60	0.5"	800 à 1 keV	Spectro
		XRS	0.3-10 keV	0.02°	900	1'	1000 à 1 keV	Spectro
XMM		EPIC	0.1-15 keV	0.5°	1400	1'	15 à 1.5 keV	Spectro-Imageur
		RGS	0.35-2.5 keV	0.5°		1'	300 à 1.5 keV	Spectro
		OM	1600-6000 Å	17'				
INTEGRAL		IBIS		9°		1'	15 à 100 keV	Spectro
		SPI		16°		30'	500 à 1 MeV	Imageur
		JEM-X		5°		30"	2 à 1 keV	Moniteur X
		OMC		5°		8"		Camera Optique

## Annexe B

# Le processus Compton Inverse

L'effet Compton décrit la diffusion des photons sur des électrons. Lorsque l'énergie des électrons n'est pas très importante, une fraction de l'énergie du photon est transmise à l'électron, lors de la collision, sous forme d'énergie cinétique. L'énergie étant conservée, le photon diffusé aura une fréquence plus petite que celle du photon incident. Inversement si l'énergie de l'électron est supérieure à celle du photon, c'est l'électron qui fournit une partie de son énergie au photon incident, le propulsant des basses aux hautes énergies. On parle alors d'effet Compton Inverse. De manière générale, l'effet Compton ne peut se traiter analytiquement car trop de mécanismes couplés entre en jeu: effet Compton de particules sur leur propre rayonnement Bremsstrahlung, créations de paires,.... On peut cependant obtenir des solutions approchées dans quelques cas que je décris ici et auxquels je fais parfois référence dans ce manuscrit.

### B.1 Cas d'un plasma ultrarelativiste optiquement mince à la diffusion

#### B.1.1 Cas d'un seul électron

##### ♦ *Formules utiles*

Je ne m'intéresse ici qu'au cas d'une collision entre un photon et un électron ultrarelativiste i.e.  $\beta = v/c \simeq 1$ . Les différents paramètres géométriques de la collision sont indiqués sur la figure B.1. Les formules Doppler permettent de relier les énergies du photon incident et diffusé mesurées dans le référentiel du laboratoire  $K$  à celles mesurées dans le référentiel de la particule au repos  $K'$  (j'exprime les énergies en unité  $mc^2$ ):

$$\epsilon' = \epsilon \gamma (1 - \cos \theta) \quad (\text{B.1})$$

$$\epsilon_1 = \epsilon'_1 \gamma (1 - \cos \theta'_1). \quad (\text{B.2})$$

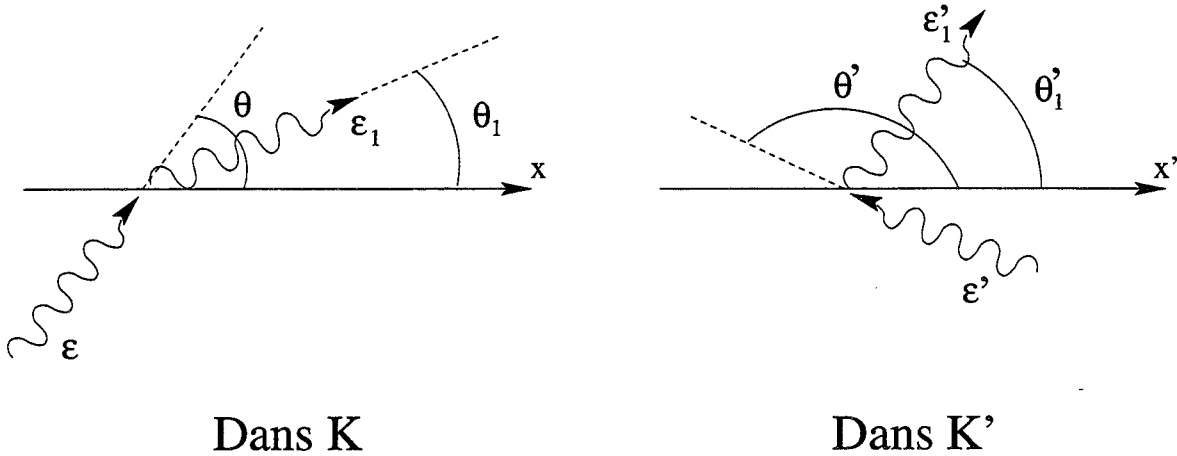


FIG. B.1: Diffusion d'un photon sur un électron dans le référentiel du laboratoire  $K$  et le référentiel où l'électron est au repos  $K'$ . Les axes  $\vec{x}$  et  $\vec{x}'$  correspondent à la direction de déplacement de l'électron.

De plus, dans le référentiel  $K'$ , les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie permettent d'aboutir à la relation suivante:

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon'}{1 + \epsilon'(1 - \cos \Theta)} \quad (\text{B.3})$$

où  $\cos \Theta = \cos \theta'_1 \cos \theta' + \sin \theta' \sin \theta'_1 \cos(\phi' - \phi'_1)$ ,  $\phi'$  et  $\phi'_1$  étant les angles azimuthaux des photons incidents et réfléchis. Nous nous plaçons dans la limite de la diffusion Thomson à savoir  $\gamma\epsilon \leq 1$  ou  $\epsilon' \leq 1$ . La section efficace d'interaction est alors constante, indépendante de l'énergie du photon incident:  $\sigma_T \simeq 6.6510^{-25} \text{cm}^2$ . La diffusion est de plus quasi-élastique puisque l'équation (B.3) donne  $\epsilon'_1 \simeq \epsilon'$ .

♦ *Obtention du spectre dans le cas d'un champ de photons isotropes et monoénergétiques*

Supposons un champ de photons monoénergétiques d'énergie  $\epsilon_s$ . Soit  $dn_s$  la densité de photons correspondant. Il est possible de montrer que le rapport  $dn_s/\epsilon_s$  est un invariant relativiste (Blumenthal & Gould 1970), à savoir:

$$\frac{dn_s}{\epsilon_s} = \frac{dn'_s}{\epsilon'_s}. \quad (\text{B.4})$$

On peut alors exprimer la valeur correspondante  $dn'_s$  dans  $K'$  par:

$$\begin{aligned} dn'_s &= \frac{\epsilon'_s}{\epsilon_s} dn_s \\ &= \frac{\epsilon'_s}{\epsilon_s} \frac{dn_s}{d\mu} \frac{d\mu}{d\epsilon'_s}. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

où  $\mu$  est le cosinus de l'angle  $\theta$  que fait la trajectoire d'un photon avec celle de la particule (cf. figure B.1). L'équation (B.5) se simplifie dans le cas d'un champ isotrope puisqu' alors  $\frac{dn_s}{d\mu} = \frac{n_s}{2}$ ,  $n_s$  étant la densité totale en photons. Le terme  $\frac{d\mu}{d\epsilon'_s}$  se déduit de l'équation (B.1)

et l'on trouve:

$$dn'_s = \frac{\epsilon'_s n_s}{\gamma \epsilon_s^2} d\epsilon'_s. \quad (\text{B.6})$$

Les photons vont diffuser par processus Compton et le nombre de photons diffusés par unité de temps, d'énergie et d'angle solide s'exprime en fonction de  $dn'_s$  et de la section efficace différentielle de diffusion Compton par:

$$\frac{dN'_1}{dt' d\epsilon'_1 d\Omega'_1} = \frac{dn'_s}{d\epsilon'_s} c \frac{d\sigma}{d\Omega'_1} \quad (\text{B.7})$$

Dans le cas de la diffusion Thomson  $\frac{d\sigma}{d\Omega'_1} = \frac{3\sigma_T}{16\pi}(1 + \mu'^2_1)$  et, le nombre de photons étant un invariant relativiste, on peut finalement déduire le spectre d'émission Compton d'un électron dans  $K$ :

$$\begin{aligned} \frac{dN_1}{dt d\epsilon_1} &= \int \frac{dN_1}{dt d\epsilon_1 d\Omega'_1} d\Omega'_1 \\ &= \int \frac{dN'_1}{dt' d\epsilon'_1 d\Omega'_1} \frac{dt' d\epsilon'_1}{dt d\epsilon_1} d\Omega'_1 \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

En utilisant l'équation (B.7), sachant que  $dt = \gamma dt'$  et que  $\frac{d\epsilon'_1}{d\epsilon_1}$  se déduit de (B.2), et en posant  $\hat{\epsilon}_1 = \frac{\epsilon_1}{4\gamma^2\epsilon_s}$ , l'équation (B.8) peut se mettre sous la forme:

$$\frac{dN_1}{dt d\hat{\epsilon}_1} = 3\sigma_T c n_s f(\hat{\epsilon}_1) \quad (\text{B.9})$$

avec

$$f(\hat{\epsilon}_1) = 1 + \hat{\epsilon}_1 - 2\hat{\epsilon}_1^2 + 2\hat{\epsilon}_1 \ln \hat{\epsilon}_1. \quad (\text{B.10})$$

#### ♦ Puissance totale émise

La puissance diffusée par un électron de facteur de Lorentz  $\gamma$  dans une champ de photons isotropes et monoénergétiques se déduit de l'équation (B.9):

$$\begin{aligned} P_{\text{diff}} &= \int \epsilon_1 \frac{dN_1}{dt d\epsilon_1} d\epsilon_1 \\ &= 12\sigma_T m c^3 n_s \gamma^2 \epsilon_s \int \hat{\epsilon}_1 f(\hat{\epsilon}_1) d\hat{\epsilon}_1 \\ &= \frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_T m c^3 n_s \epsilon_s \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

$$= \frac{4}{3} \gamma^2 \sigma_T c W_{ph} \quad (\text{B.12})$$

où  $W_{ph}$  est la densité d'énergie du champ de photons incidents. On peut également déduire l'énergie moyenne des photons diffusés en faisant le rapport de la puissance diffusée (B.11) au taux de photons diffusés, et il vient:

$$\begin{aligned} \langle \epsilon_1 \rangle &= \frac{P_{\text{diff}}}{\int \frac{dN_1}{dt d\hat{\epsilon}_1} d\hat{\epsilon}_1} \\ &= \frac{4}{3} \gamma^2 \epsilon_s \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

### B.1.2 Cas d'une distribution d'électrons

Les calculs précédents permettent de déduire facilement le spectre émis par une distribution isotrope de particules  $n(\gamma)$  diffusant par Compton Inverse un champ de photon isotrope et monoénergétique. Si l'on note  $\left. \frac{dN_1}{dt d\epsilon_1} \right|_\gamma$  le spectre émis par un seul électron et donné par l'équation (B.9), il vient:

$$\left. \frac{dN_1}{dt d\epsilon_1} \right|_{n(\gamma)} = \int n(\gamma) \left. \frac{dN_1}{dt d\epsilon_1} \right|_\gamma d\gamma. \quad (\text{B.14})$$

Le cas d'une distribution en loi de puissance  $n(\gamma) = n_0 \gamma^{-p}$  se calcule facilement et il vient finalement:

$$\left. \frac{dN_1}{dt d\epsilon_1} \right|_{dist} = \frac{3c\sigma_T n_0 n_s}{4\epsilon_s} \left( \frac{\epsilon_1}{4\epsilon_s} \right)^{-\frac{p+1}{2}} \int x^{\frac{p-1}{2}} f(x) dx \quad (\text{B.15})$$

On retrouve le résultat bien connu d'un spectre en photons en loi de puissance d'indice spectral égal à  $(p+1)/2$ .

## B.2 Cas d'un plasma thermique relativiste optiquement mince à la diffusion

Nous nous plaçons toujours dans le cas de particules relativistes (i.e.  $\beta \simeq 1$ ) mais ces dernières forment un plasma thermique à une température  $T$ . L'équation (B.13) s'applique toujours et donne le facteur moyen d'amplification de l'énergie d'un photon après chaque diffusion:

$$A \equiv \frac{\epsilon_1}{\epsilon_s} \simeq \frac{4}{3} \langle \gamma^2 \rangle. \quad (\text{B.16})$$

La densité de particules d'énergie comprise entre  $E$  et  $E + dE$  dans un plasma thermique relativiste isotrope et de température  $T$  suit la loi  $E^2 \propto p(E)^2 \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$  et il vient:

$$\langle \gamma^2 \rangle = \frac{\langle E^2 \rangle}{(mc^2)^2} = 12 \left( \frac{kT}{mc^2} \right)^2 \quad (\text{B.17})$$

soit

$$A \equiv 16 \left( \frac{kT}{mc^2} \right)^2. \quad (\text{B.18})$$

Ainsi l'énergie  $\epsilon_k$  d'un photon après  $k$  diffusions peut s'exprimer en fonction de son énergie initiale  $\epsilon_i$  par la formule:

$$\epsilon_k \simeq \epsilon_i A^k. \quad (\text{B.19})$$

Le milieu étant supposé optiquement mince à la diffusion (et l'absorption étant négligeable), la probabilité pour qu'un photon subisse  $k$  réflexions est approximativement  $\tau_{\text{diff}}^k$  où  $\tau_{\text{diff}}$  est la



profondeur optique de diffusion. Pour un champ de photons incident assez piqué en  $\epsilon_i$  voire monoénergétique, le spectre émis prend la forme<sup>1</sup>:

$$F(\epsilon_k) = F(\epsilon_i) \tau_{\text{diff}}^k \propto \left( \frac{\epsilon_k}{\epsilon_i} \right)^{-\alpha} \quad (\text{B.20})$$

où

$$\alpha = -\frac{\ln \tau_{\text{diff}}}{\ln A}. \quad (\text{B.21})$$

Le paramètre  $A$  dépendant de la température, on voit que l'indice spectral  $\alpha$  du spectre Compton émis par un plasma thermique relativiste dépend à la fois de sa profondeur optique à la diffusion mais aussi de sa température.

Il est de coutume de définir le paramètre  $y$ , appelé paramètre Compton, donnant une idée du changement moyen d'énergie que subit un photon en traversant un milieu diffusif:

$$y = \left( \begin{array}{c} \text{facteur moyen} \\ \text{d'amplification} \\ \text{par diffusion} \end{array} \right) \times \left( \begin{array}{c} \text{nombre moyen de} \\ \text{diffusions} \end{array} \right) \quad (\text{B.22})$$

Dans le cas d'un milieu fin, on a  $y = A\tau_{\text{diff}}$  et l'expression (B.21) prend la forme générale:

$$\alpha = -\frac{\ln \tau_{\text{diff}}}{\ln y - \ln \tau_{\text{diff}}}. \quad (\text{B.23})$$

Dans le cas où  $y \simeq 1$  on trouve  $\alpha \simeq 1$ .

Il est également possible de déduire le facteur d'amplification de la puissance initiale  $\simeq F(\epsilon_i)$  par le processus Compton. Compte tenu de l'équation (B.20), la puissance totale émise par le processus Compton peut s'écrire:

$$P_{\text{comp}} \propto \int_{\epsilon_i}^{A^{1/2}mc^2} F(\epsilon_k) d\epsilon_k = F(\epsilon_i) \epsilon_i \left[ \int_1^{A^{1/2}mc^2/\epsilon_i} x^{-\alpha} dx \right] \quad (\text{B.24})$$

où la borne supérieure d'intégration est imposée par l'hypothèse de diffusion Thomson dans le référentiel des particules. Le terme entre crochet est donc approximativement le facteur d'amplification Compton. Il permet ainsi de relier la température du plasma, à travers  $A$ , et sa profondeur optique, à travers  $\alpha$ , en une seule et même équation.

### B.3 Cas d'un plasma thermique non relativiste

Dans le cas d'un plasma thermique non relativiste, la variation d'énergie des photons lors d'une diffusion est suffisamment faible pour qu'une approximation du type Fokker-Planck (cf. annexe C) de l'équation d'évolution de ces photons soit possible. L'équation finale que l'on

---

1. On utilise le fait que  $\tau_{\text{diff}}^k \simeq \tau_{\text{diff}}^{\frac{\ln \epsilon_k}{\ln A}} = \left( \frac{\epsilon_k}{\epsilon_i} \right)^{\frac{\ln \tau_{\text{diff}}}{\ln A}}$

obtient porte le nom d'équation de Kompaneets, en l'honneur de A.S. Kompaneets qui fut le premier à l'obtenir en 1957. Je ne détaille pas les calculs ici (le lecteur peut se reporter à l'ouvrage de Rybicki & Lightman (1979) pour de plus amples informations). J'indique simplement la forme de cette équation et sa résolution dans certains cas intéressants. Elle peut se mettre sous la forme:

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left[ x^4 \left( n + n^2 + \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] \quad (\text{B.25})$$

où  $n = n(\nu)$  est le nombre d'occupation, dans l'espace des phases des photons, des états de fréquence  $\nu$ ,  $y$  est le paramètre Compton mis sous une forme plus générale  $y = \int \frac{kT_e}{m_e c^2} \sigma_T n_e dl$ <sup>1</sup> et  $x = h\nu/kT_e$ . Les différents termes du membre de droite de l'équation (B.25) réfèrent aux différents processus possibles lors d'une diffusion Compton:

- le terme en  $n$  représente le refroidissement des photons dû au recul des électrons lors de l'interaction
- le terme en  $n^2$  décrit les effets Compton induits
- le terme en  $\frac{\partial n}{\partial x}$  représente la diffusion des photons dans l'espace des énergies par effet Compton

Suivant l'importance de chacun de ces termes le spectre émis par le plasma à des formes différentes:

- Dans le cas où  $y \ll 1$  seuls les effets induits sont importants. Les processus d'absorption ne sont plus négligeables face aux processus de diffusions. Dans le cas extrême où ces derniers sont minoritaires on retrouve un spectre de corps noir. Sinon on obtient un spectre de corps noir modifié:

$$I_\nu = 2B_\nu \sqrt{\kappa_{abs}/\kappa_{diff}} \quad (\text{B.26})$$

où  $B_\nu$  est la fonction de Planck et  $\kappa_{abs}$  et  $\kappa_{diff}$  les opacités d'absorption et de diffusion.

- Dans le cas où  $y \gg 1$  et où les effets de diffusion Compton deviennent importants on trouve un spectre en loi de Wien

$$I_\nu \propto \nu^3 e^{-h\nu/kT} \quad (\text{B.27})$$

- Dans le cas où  $y \geq 1$  seulement une partie des photons subissent les effets de diffusion Compton et on montre que, en négligeant les effets induits:

$$I_\nu \propto \begin{cases} e^{-h\nu/kT} & \text{pour } h\nu \gg kT \\ \nu^{3+m} & \text{pour } h\nu \ll kT \text{ avec } m = -\frac{3}{2} \pm \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{4}{y}} \end{cases} \quad (\text{B.28})$$

---

1. L'indice  $e$  réfère à la population électronique

## Annexe C

# L'équation de Fokker-Planck

Cette annexe a pour but d'introduire le lecteur au formalisme de l'équation dite de Fokker-Planck. Cette équation a un champ d'application extrêmement vaste et peut s'utiliser à chaque fois qu'un système est faiblement perturbé, de manière répétitive, par une force extérieure. J'introduis également dans cette annexe différents résultats auxquels je fais appel dans ce manuscrit.

### C.1 Formulation générale

Soit un ensemble de particules défini par une fonction de distribution  $f(\vec{p}, \vec{x}, t)$ . Supposons que ces particules subissent de manière répétitive une perturbation externe (une collision par exemple) faisant varier leurs quantités de mouvement de  $\Delta\vec{p}$  en un temps  $\Delta t$ . Notons  $\tau_c$  le temps moyen séparant 2 perturbations et  $\tau_f$  le temps moyen où la variation de  $f$  induit par ces perturbations devient non négligeable. Dans le cas où ces dernières sont nombreuses par unité de temps, il est alors possible de trouver un intervalle de temps  $\Delta t$  vérifiant  $\tau_c \ll \Delta t \ll \tau_f$ . Dans ce cas là, la fonction de distribution des particules à un temps  $t + \Delta t$  peut s'écrire sous la forme:

$$f(\vec{p}, \vec{x} + \vec{v}(t)\Delta t, t + \Delta t) = \int d\Delta\vec{p} \psi(\vec{p} - \Delta\vec{p}, \Delta\vec{p}) f(\vec{p} - \Delta\vec{p}, \vec{x}, t) \quad (\text{C.1})$$

où  $\psi(\vec{p}, \Delta\vec{p})$  est la probabilité de modifier la quantité de mouvement d'une particule de  $\vec{p}$  à  $\vec{p} + \Delta\vec{p}$  en  $\Delta t$ . La condition  $\tau_c \ll \Delta t \ll \tau_f$  est primordiale pour obtenir cette équation puisque:

- l'hypothèse  $\tau_c \ll \Delta t$  permet de considérer le processus d'évolution de  $f$  comme étant un processus Markovien c'est-à-dire un processus où la mesure de  $f$  à l'instant  $t + \Delta t$  ne dépend que de celle de  $f$  à l'instant  $t$ . Cela apparaît clairement dans l'équation (C.1). Une telle formulation n'aurait pas été possible pour des temps  $\Delta t$  inférieurs à  $\tau_c$  puisqu'alors, la trajectoire de la particule étant supposée libre entre 2 perturbations, sa vitesse  $\vec{v}(t)$  dépendrait de l'instant  $t_0$  et du lieu  $\vec{x}_0$  de sa dernière perturbation.

– l'hypothèse  $\Delta t \ll \tau_f$  permet d'utiliser la même fonction de distribution de part et d'autre du signe = de l'équation (C.1).

Il est alors possible de développer l'intégrand et le membre de gauche de l'équation (C.1) en séries de Taylor. En se servant du fait que  $\int d\Delta \vec{p} \psi(\vec{p}, \Delta \vec{p}) = 1$ , on obtient finalement l'équation de Fokker-Planck:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} = \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \cdot \left[ - \left\langle \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} \right\rangle f + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \cdot \left\langle \frac{\Delta \vec{p} \Delta \vec{p}}{\Delta t} \right\rangle f \right] \quad (C.2)$$

où

$$\left\langle \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} \right\rangle = \frac{1}{\Delta t} \int d\Delta \vec{p} \psi(\vec{p}, \Delta \vec{p}) \Delta \vec{p} \quad (C.3)$$

et

$$\left\langle \frac{\Delta \vec{p} \Delta \vec{p}}{\Delta t} \right\rangle = \frac{1}{\Delta t} \int d\Delta \vec{p} \psi(\vec{p}, \Delta \vec{p}) \Delta \vec{p} \Delta \vec{p}. \quad (C.4)$$

On peut écrire l'équation (C.2) sous une autre forme dans l'hypothèse d'équilibre entre les gains et les pertes de quantité de mouvement. Cela revient à supposer que la probabilité qu'une particule voit sa quantité de mouvement changer de  $\vec{p}$  en  $\vec{p} - \Delta \vec{p}$  est égale à la probabilité qu'une particule de quantité de mouvement  $\vec{p} - \Delta \vec{p}$  gagne une fraction  $\Delta \vec{p}$ . En d'autres termes:

$$\psi(\vec{p}, -\Delta \vec{p}) = \psi(\vec{p} - \Delta \vec{p}, \Delta \vec{p}) \quad (C.5)$$

En développant à nouveau cette équation en série de Taylor, on obtient alors la relation:

$$\left\langle \frac{\Delta \vec{p}}{\Delta t} \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \cdot \left\langle \frac{\Delta \vec{p} \Delta \vec{p}}{\Delta t} \right\rangle \quad (C.6)$$

Dans le cas où d'autres processus différents du processus perturbatif (refroidissement par effet Compton ou Synchrotron par exemple) défavorisent les gains d'énergies des particules au profit des pertes (ou inversement) un terme de déséquilibre  $A_p$  doit être ajouté au terme de droite de l'équation (C.6). Compte tenu de ces remarques, la forme générale de l'équation de Fokker-Planck (C.2) devient:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} = \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \cdot \frac{\partial A_p f}{\partial \vec{p}} + \frac{\partial}{\partial \vec{p}} D_{pp} \frac{\partial}{\partial \vec{p}} f \quad (C.7)$$

avec

$$D_{pp} = \frac{1}{2} \left\langle \frac{\Delta \vec{p} \Delta \vec{p}}{\Delta t} \right\rangle \quad (C.8)$$

le coefficient de diffusion de la fonction de distribution dans l'espace des énergies. C'est ce terme qui est à l'origine de l'accélération de Fermi du second ordre. Dans les cas qui m'intéressent, la fonction de distribution peut généralement être considérée comme isotrope et unidimensionnelle spatialement c'est-à-dire que  $f$  ne dépend que de la norme de  $\vec{p}$  et de  $x$ . La forme de l'équation de Fokker-Planck auquel je ferai souvent appel est alors la suivante:

$$- \frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 A_p f + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} f \quad (C.9)$$

## C.2 Faible anisotropie et mouvement d'ensemble

Plaçons nous dans le cas où les particules sont plongées dans un plasma en mouvement et qu'elles restent liées à celui-ci par diffusion où collisions. On suppose que les perturbations subies par les particules sont suffisamment faibles pour que le formalisme précédent soit applicable. On suppose également l'existence d'un champ magnétique uniforme  $\vec{B}$  et, pour simplifier les calculs, on suppose enfin que le plasma se déplace avec une vitesse  $\vec{u}$ , uniforme également et dirigée le long du champ magnétique. La direction ainsi privilégiée permet de définir l'angle  $\alpha$  que font  $\vec{p}$  et  $\vec{B}$  ainsi que  $\mu = \cos \alpha$ . Je fais maintenant l'hypothèse d'une faible anisotropie de la fonction de distribution, ce qui me permet d'écrire  $f$  sous la forme :

$$f(p, \mu) \simeq f_0(p) + \mu f_1(p) \quad (\text{C.10})$$

On peut alors montrer qu'un terme de diffusion angulaire se rajoute au membre de droite de l'équation (C.9), à savoir (Blandford & Eichler 1987):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 A_p f + \frac{\nu_s}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} f + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} f \quad (\text{C.11})$$

où  $\nu_s$  est la fréquence à laquelle les particules sont diffusées. C'est un paramètre fondamental dans l'étude de la microphysique des plasmas. On peut d'ailleurs montrer que, pour un spectre d'ondes d'Alfvén en  $\omega^{-\nu_A}$ ,  $\nu_s$  prend la forme (Pelletier & Roland 1984):

$$\nu_s \simeq \eta_{turb} \frac{\nu_A + 1}{\nu_A (\nu_A + 2)} \frac{\pi}{4} \omega_s \left( \frac{r_L}{l_0} \right)^{\nu_A - 1} \quad (\text{C.12})$$

où  $\eta_{turb} = \frac{\langle \delta B^2 \rangle}{B^2}$  est l'amplitude relative de la perturbation magnétique,  $r_L$  le rayon de Larmor de la particule,  $\omega_s$  sa pulsation synchrotron et  $l_0$  la plus grande longueur d'onde du spectre d'Alfvén (généralement associée à la plus grande taille du système). Comme la pulsation synchrotron d'une particule de facteur de Lorentz  $\gamma$  est proportionnelle à  $\gamma^{-1}$  et que son rayon de Larmor est proportionnel à  $\gamma$ , l'équation (C.12) montre que  $\nu_s \propto \gamma^{\nu_A - 2}$ . En injectant maintenant l'expression de  $f$  donnée par l'équation (C.10) dans l'équation (C.11), en négligeant les différentes échelles de temps par rapport au temps de diffusion  $\nu_s^{-1}$  angulaire et en regroupant les termes par puissance de  $\mu$  il vient:

$$\frac{\partial}{\partial t} f_0 + \frac{1}{3} v \frac{\partial}{\partial x} f_1 = -\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 A_p f_0 + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} f_0 \quad (\text{C.13})$$

$$f_1 \simeq -\frac{1}{\nu_s} v \frac{\partial}{\partial x} f_0 \quad (\text{C.14})$$

soit finalement:

$$\frac{\partial}{\partial t} f_0 = \frac{\partial}{\partial x} D_{xx} \frac{\partial}{\partial x} f_0 - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 A_p f_0 + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} f_0. \quad (\text{C.15})$$

où

$$D_{xx} = \frac{1}{3} \frac{v^2}{\nu_s} \quad (\text{C.16})$$

est assimilable à un coefficient de diffusion spatiale. La fréquence de diffusion  $\nu_s$  contrôle donc également l'homogénéisation spatiale de la fonction de distribution.

Plaçons nous maintenant dans le cas où le plasma a une vitesse  $\vec{u}(x)$  non uniforme le long de  $\vec{B}$ . L'équation de transport (C.15) n'est vraie que dans le référentiel du fluide. Lorsque l'on retourne dans le référentiel du laboratoire il faut prendre en compte les effets d'inertie et il vient finalement<sup>1</sup>:

$$\frac{\partial}{\partial t} f_0 + u \frac{\partial}{\partial x} f_0 = \frac{1}{3} \frac{\partial u}{\partial x} p \frac{\partial}{\partial p} f_0 + \frac{\partial}{\partial x} D_{xx} \frac{\partial}{\partial x} f_0 - \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 A_p f_0 + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} f_0. \quad (\text{C.17})$$

C'est cette dernière équation à laquelle je fais appel lors de l'étude du choc au chapitre II.6.

---

1. Dans le cas le plus général (i.e.  $\vec{u}$  non aligné avec  $\vec{B}$ ) il faut compléter l'équation (C.17) par des termes de diffusion spatiale perpendiculairement au champ magnétique

## Annexe D

# Chocs hydrodynamiques, adiabatiques

### D.1 Les équations de Rankine-Hugoniot

Au niveau d'un choc hydrodynamique, les différentes quantités qui caractérisent le fluide (vitesse, pression, densité, etc...) subissent une discontinuité. Certaines conditions aux limites doivent cependant être vérifiées à l'endroit du choc. Pour voir cela, considérons un choc, infiniment mince, de normale parallèle à un axe  $x$  de coordonnées et adiabatique, c'est-à-dire que l'on néglige les refroidissements en aval du choc. La première condition que doit alors vérifier le fluide est la conservation du flux de matière. En effet la quantité de fluide qui entre d'un côté du choc doit nécessairement sortir de l'autre côté. Si l'on indice les différents paramètres physiques par un 1 pour le flot en amont du choc, et par un 2 pour le flot en aval, il vient donc:

$$\rho_1 u_{1x} = \rho_2 u_{2x} \quad (\text{D.1})$$

où  $\rho$  est la masse volumique du fluide et  $u_x$  la composante de sa vitesse suivant l'axe  $x$ . De même, le flux d'énergie doit être conservé. Cela donne la relation suivante:

$$\rho_1 u_{1x} \left( \frac{u_1^2}{2} + h_1 \right) = \rho_2 u_{2x} \left( \frac{u_2^2}{2} + h_2 \right) \quad (\text{D.2})$$

Dans cette expression,  $h$  correspond à l'enthalpie par unité de masse du fluide. Finalement, la conservation du flux d'impulsion, projetée sur les 3 axes, apporte 3 autres lois de conservation. Si l'on note  $p$  la pression du fluide, il vient:

$$p_1 + \rho_1 u_{1x}^2 = p_2 + \rho_2 u_{2x}^2 \quad (\text{D.3})$$

$$\rho_1 u_{1x} u_{1y} = \rho_2 u_{2x} u_{2y} \quad (\text{D.4})$$

et

$$\rho_1 u_{1x} u_{1z} = \rho_2 u_{2x} u_{2z} \quad (\text{D.5})$$

Compte tenu de l'équation (D.1), les équations (D.2), (D.4) et (D.5) peuvent se mettre sous la forme:

$$\left(\frac{u_1^2}{2} + h_1\right) = \left(\frac{u_2^2}{2} + h_2\right) \quad (\text{D.6})$$

$$u_{1y} = u_{2y} \quad (\text{D.7})$$

$$u_{1z} = u_{2z} \quad (\text{D.8})$$

Ces 2 dernières équations montrent que la vitesse tangentielle du fluide est continue à travers le choc. On peut donc remplacer, dans l'équation (D.6),  $u^2$  par  $u_x^2$  et oublier ensuite l'indice  $x$  pour obtenir les relations dites de Rankine-Hugoniot:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (\text{D.9})$$

$$\left(\frac{u_1^2}{2} + h_1\right) = \left(\frac{u_2^2}{2} + h_2\right) \quad (\text{D.10})$$

$$p_1 + \rho_1 u_1 = p_2 + \rho_2 u_2 \quad (\text{D.11})$$

## D.2 Le rapport de compression

Plaçons nous dans le cas d'un gaz parfait. L'enthalpie par unité de masse du fluide peut alors s'écrire:

$$h = \frac{\gamma_c}{\gamma_c - 1} \frac{p}{\rho}. \quad (\text{D.12})$$

où  $\gamma_c$  est le rapport des chaleurs spécifiques du fluide. Compte tenu de cette expression, et en notant  $r = u_1/u_2$  le rapport de compression et  $\mathcal{M}_1^2 = \rho_1 u_1^2 / (\gamma_c p_1)$  le nombre de Mach amont, les 3 équations précédentes permettent d'écrire:

$$r = \frac{(\gamma_c + 1)\mathcal{M}_1^2}{(\gamma_c - 1)\mathcal{M}_1^2 + 2} \quad (\text{D.13})$$

et

$$p_2 = p_1 \frac{2\gamma_c \mathcal{M}_1^2 - (\gamma_c - 1)}{\gamma_c + 1}. \quad (\text{D.14})$$

On peut faire 2 remarques importantes.

- Lorsque  $\mathcal{M}_1^2 = 1$  c'est à dire lorsque le flot amont se déplace exactement à la vitesse du son, on trouve  $r = 1$  et  $p_1 = p_2$ . Il n'y a donc pas de choc. On peut montrer que si  $\mathcal{M}_1^2 < 1$  on a alors  $p_2 < p_1$  ce qui correspond à une diminution de l'entropie, résultat contraire à la seconde loi de la thermodynamique (Landau & Lifshitz 1959). Pour qu'il y ait choc il faut donc nécessairement  $\mathcal{M}_1^2 > 1$ .
- Dans le cas où  $\mathcal{M}_1^2$  tend vers l'infini, le rapport  $p_2/p_1$  augmente sans limite, mais  $r$  sature à la valeur  $(\gamma_c + 1)/(\gamma_c - 1)$ . Dans le cas d'un plasma non relativiste on a  $\gamma_c = \frac{5}{3}$  soit  $r = 4$ , alors que dans le cas d'un plasma relativiste  $\gamma_c = \frac{4}{3}$  et  $r = 7$



Dans le cas d'un fluide magnétisé, les forces de Lorentz et les forces de pression se combinent pour donner naissance à 3 types d'ondes se déplaçant à 3 vitesses différentes: la vitesse magnétozonique rapide, la vitesse d'Alfvén et la vitesse magnétozonique lente. Pour qu'un plasma magnétisé donne naissance à un choc, il est donc nécessaire que le fluide se déplace à une vitesse supérieure à la vitesse la plus rapide de propagation d'un signal à savoir la vitesse magnétozonique rapide.

# Résumé

L'observation, dans le spectre des galaxies de Seyfert, d'une coupure exponentielle aux alentours de quelques centaines de keV et la non-détection d'une forte raie d'annihilation semblent favoriser les modèles thermiques. Néanmoins, je montre, à travers cette étude, qu'un modèle non-thermique peut aussi être à l'origine de l'émission haute énergie de ces objets.

Ce modèle suppose la présence d'une source de particules relativistes placée à quelques rayons de Schwarzschild au-dessus d'un disque d'accrétion. Cette source aurait pour origine le choc terminal d'un jet avorté. Le rayonnement X qu'elle libère est produit par diffusion Compton Inverse des photons UV émis par le disque sur les particules relativistes. Inversement, les photons UV proviennent du rayonnement thermique du disque chauffé par la source X. La géométrie de ce modèle impose une forte anisotropie du rayonnement UV perçu par la source X et donne, en retour, une émission Compton Inverse fortement anisotrope. L'équilibre radiatif entre la source et le disque permet de remonter aux principales caractéristiques de ce système. L'ajout de composantes en réflexion permet, ensuite, d'ajuster le spectre de différents objets. La forte anisotropie de l'émission X nécessite alors des angles d'inclinaison bien supérieurs au cas d'une illumination isotrope standard. Finalement, l'étude cinétique du choc donnant naissance à la source X, et prenant en compte les processus de Fermi du premier et du second ordre ainsi que les pertes radiatives, permet de définir plus précisément la source de haute énergie.

Ces différents travaux théoriques sont complétés par l'observation optique d'une vingtaine de galaxies de Seyfert, à la recherche de microvariabilités. Les limites supérieures obtenues donnent, dans le cadre de ce modèle non-thermique, de nouvelles contraintes sur les différents paramètres caractérisant la région centrale de ces objets.